

DIGITALE
ASTRO-SPECKLE-INTERFEROMETRIE

von

Gerhard Baier
aus Nürnberg

*Diss
Erlangen
1985*

1 086 40 152

DIGITALE
ASTRO-SPECKLE-INTERFEROMETRIE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Ernst & Sohn Verlag

DIGITALE ASTRO-SPECKLE-INTERFEROMETRIE

**Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg**

zur

Erlangung des Doktorgrades

**vorgelegt von
Gerhard Baier
aus Nürnberg**

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 18.11.1985

Vorsitzender der

Promotionskommission:

Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatte:

Professor Dr. G. Weigelt

Zweitberichterstatte:

Professor Dr. I. Appenzeller

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
1. Einleitung	7
1.1 Bildverschlechterung durch die Erdatmosphäre	7
1.2 Überwindung der atmosphärischen Bildverschlechterung durch hochauflösende Speckle-Methoden	11
2. Speckle-Interferometrie und Speckle-Holographie	12
2.1 Die Labeyriesche Speckle-Interferometrie	12
2.2 Speckle-Interferometrie bei Photonenrauschen	15
2.3 Photon-Counting-Speckle-Interferometrie	17
2.4 Speckle-Holographie	21
3. Die digitale Durchführung der beschriebenen Speckle- Methoden	23
3.1 Die Hardware	23
3.2 Die FFT-Verarbeitungs-Technik	26
3.3 Die Photon-Counting-Technik	30
4. Digitale Speckle-Interferometrie-Messungen von verschiedenen astronomischen Objekten	39
4.1 Die Asteroiden Juno und Amphitrite	40
4.2 Pluto und sein Mond Charon	49
4.2.1 Orbitmessung von Pluto/Charon in sieben aufein- anderfolgenden Nächten	49
4.2.2 Bestimmung der Durchmesser von Pluto und Charon	54

4.3 T-Tauri-Sterne	60
4.4 Das Zentralobjekt in der H-II-Region NGC 3603	68
4.5 Das Zentralobjekt R 136a des 30 Doradus-Nebels in der Großen Magellanschen Wolke	72
4.6 Der Kern der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068	77
4.7 Der Gravitationslinsen-Triple-Quasar PG 1115+08	79
5. Anhang	83
5.1 Implementation des Photon-Counting-Algorithmus in unseren Bildspeicher	83
5.2 Implementation des Photon-Counting-Algorithmus in beliebige Rechner	86
5.3 Die Steuerelektronik der Film-Einlesemaschine	88
Literaturverzeichnis	90
Liste der Veröffentlichungen	93
Dankeschön	95
Lebenslauf	97

Zusammenfassung

Die Winkelauflösung der astronomischen Langzeitphotographie ist wegen der turbulenten Atmosphäre auf etwa 1" begrenzt. Das ist viel schlechter als die beugungstheoretische Auflösung eines großen Teleskops. Zum Beispiel beträgt das beugungstheoretische Auflösungsvermögen eines 3.6 m-Teleskops etwa 0.03" bei einer Wellenlänge von 550 nm. Dieses beugungstheoretische Auflösungsvermögen kann man mit der Astro-Speckle-Interferometrie trotz turbulenter Erdatmosphäre erreichen.

Die Speckle-Interferometrie liefert die Autokorrelation des Objekts. Im Fall von sehr lichtschwachen Objekten verwendet man zweckmäßigerweise eine photonenzählende Version der Speckle-Interferometrie, bei der einzelne Photonenergebnisse registriert und ausgewertet werden. Echte Bilder mit beugungstheoretischer Auflösung können u.a. mit der Speckle-Holographie rekonstruiert werden. Diese Methode kann dann angewandt werden, wenn sich ein Einzelstern in der Nähe (im isoplanatischen Gebiet) des zu untersuchenden Objekts befindet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene digitale Speckle-Interferometrie-Algorithmen für helle und schwache astronomische Objekte entwickelt. Für sehr schwache Objekte wurde eine Photon-Counting-Technik entwickelt und auf verschiedene astronomische Objekte angewandt. Erstmals wurde auch digitale Speckle-Holographie durchgeführt.

Folgende Ergebnisse wurden gewonnen:

- Vermessung der elliptischen Form der Asteroiden Juno und Amphitrite
- Detaillierte Orbitmessungen des Pluto-Charon-Systems und Messung der Pluto- und Charon-Größe
- Untersuchung von T-Tauri-Sternen
- Auflösung des Zentralobjekts in der H-II-Region NGC 3603 mit Speckle-Interferometrie
- Erste Rekonstruktion eines echten Bildes des Zentralobjekts R 136a des 30 Doradus-Nebels mit Speckle-Holographie. Es wurde damit gezeigt, daß R 136a ein aus mindestens acht Sternen bestehender Sternhaufen ist.
- Auflösung einer elliptischen Struktur ($0.85'' \times 0.60''$) in der Kernregion der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068
- Auflösung der Komponente A des Gravitationslinsen-Triple-Quasars PG 1115+08

1. Einleitung

1.1 Bildverschlechterung durch die Erdatmosphäre

Die Atmosphäre der Erde begrenzt die Auflösung von konventioneller Langzeit-Astrofotographie auf etwa 1". Die Auflösungsgrenze von 1" ist viel schlechter als das theoretische Auflösungsvermögen von großen Teleskopen. Die beugungstheoretische Auflösung ($\sin \theta = 1.22 \cdot \lambda/D$) eines 3.6 m-Teleskops ist bei 550 nm etwa 0.03".

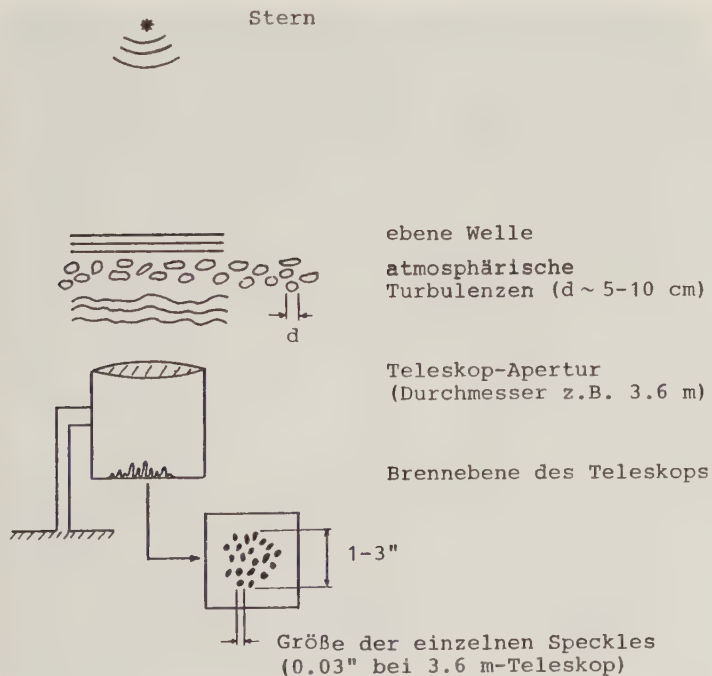


Bild 1: Bildverschlechterung durch die turbulente Erdatmosphäre

Bild 1 zeigt, wie eine ankommende Wellenfront durch die Turbulenzblasen der Erdatmosphäre deformiert wird. Die Turbulenzblasen haben eine mittlere Größe von etwa 5 bis 10 cm. In der Brennebene des Teleskops entstehen dann durch Interferenz sogenannte Speckle-Interferogramme (Bild 2). Der Durchmesser der ganzen Speckle-Wolke ist etwa 1", der Durchmesser der einzelnen Speckles hängt von der Wellenlänge und vom Teleskopdurchmesser ab und ist im Fall eines 3.6 m-Teleskops etwa 0.03" (bei $\lambda = 550$ nm).

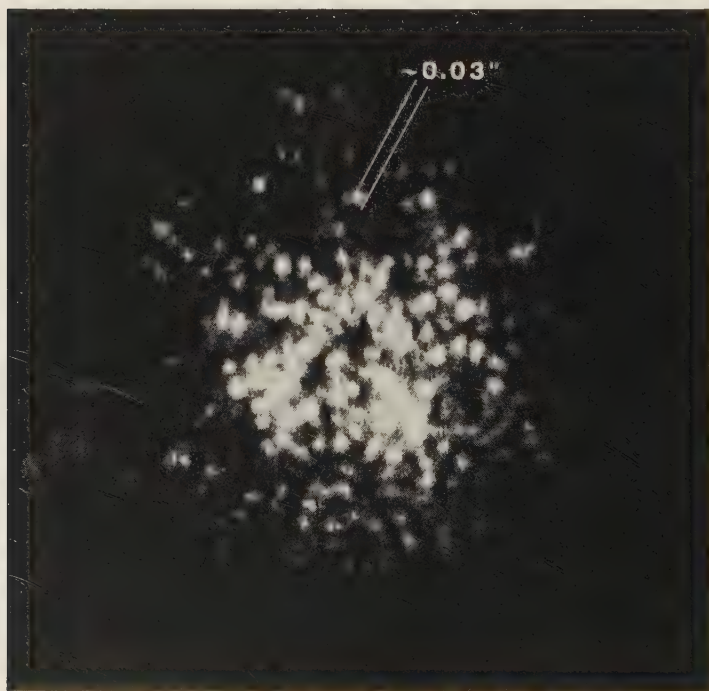


Bild 2: Speckle-Interferogramm (3.6 m-Teleskop, Belichtungszeit 1/30 s)

Die Lebenszeit der Speckle-Interferogramme ist kleiner als $1/10$ Sekunde. Deshalb wird bei längeren Belichtungszeiten die Speckle-Feinstruktur verwaschen. Zur Demonstration haben wir aufeinanderfolgende Speckle-Interferogramme digital gemittelt und so eine Langzeitaufnahme von 6 s Belichtungszeit erzeugt (Bild 3). Diese Langzeitaufnahme enthält keine Speckle-Feinstruktur mehr. Damit ist dann auch die hochaufgelöste Objektinformation vernichtet.

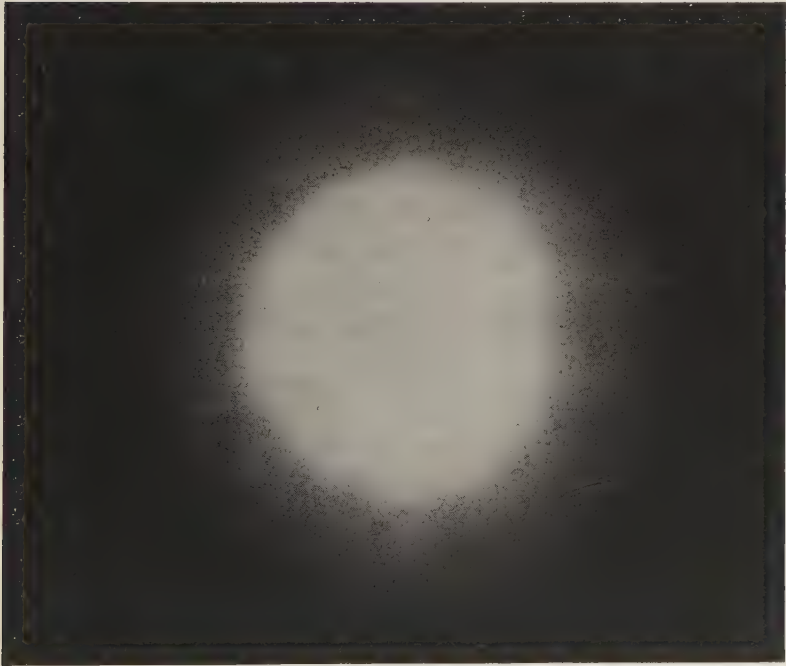


Bild 3: Simulierte Langzeitaufnahme (Belichtungszeit: 6 s)

Bild 4 zeigt den Aufbau der Speckle-Kamera, mit der die Speckle-Interferogramme aufgenommen werden. Hinter der Brennebene des Teleskops wird durch ein Mikroskop das Bild etwa 25fach nachvergrößert. Mit einem Prismensystem wird die Dispersion der Erdatmosphäre kompensiert. Interferenzfilter ($\lambda = 400 \dots 800 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 25 \dots 100 \text{ nm}$) erzeugen quasi-monochromatisches Licht. In der sekundären Brennebene befindet sich ein dreistufiger, elektrostatisch fokussierter Bildverstärker mit 500000-facher Lichtverstärkung. Das helligkeitsverstärkte Bild wird dann vom Phosphorschirm des Bildverstärkers mit einer 16-mm-Filmkamera abgefilmt. Die Verstärkung ist auch hoch genug, um einzelne Photonenergebnisse (10% Quantenausbeute) nachzuweisen.

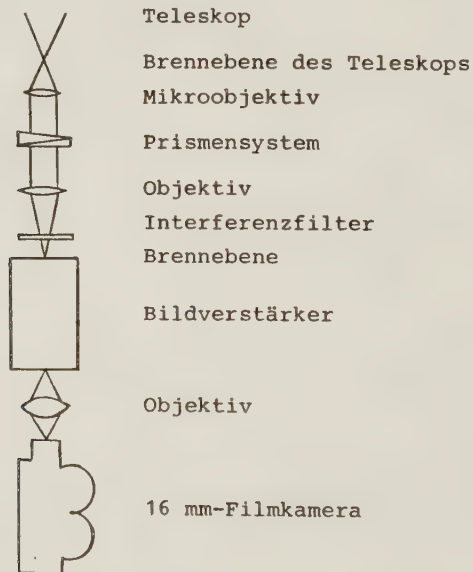


Bild 4: Aufbau der Speckle-Kamera

1.2 Überwindung der atmosphärischen Bildverschlechterung durch hochauflösende Speckle-Methoden

In den letzten Jahren wurden verschiedene Speckle-Methoden entwickelt, die aus Speckle-Interferogrammen hochaufgelöste Information rekonstruieren können. Teilweise liefern diese Methoden die Autokorrelation des Objekts, teilweise auch ein echtes Bild vom Objekt. Alle aufgelisteten Methoden liefern genau beugungstheoretische Auflösung:

- (a) Speckle-Interferometrie (Labeyrie, 1970)
- (b) Photon-Counting-Speckle-Interferometrie (Blazit et al., 1977; Arnold et al., 1979; Hege et al., 1982)
- (c) Speckle-Holographie (Liu und Lohmann, 1973; Bates et al., 1973; Weigelt, 1978)
- (d) Knox-Tompson (Knox und Thompson, 1974)
- (e) Fienup-Methode (Fienup, 1978)
- (f) Speckle-Masking (Weigelt, 1977; Weigelt und Wirnitzer, 1983; Lohmann et al., 1983)
- (g) Speckle-Spektroskopie (Stork und Weigelt, 1984)

Die Methoden (a) und (b) liefern die Autokorrelation des Objekts, (c) bis (f) liefern echte Bilder und die Methode (g) liefert Objektivprismenspektren.

In den nun folgenden Kapiteln werden einige dieser Methoden beschrieben, die wir auf astronomische Objekte angewandt haben.

2. Speckle-Interferometrie und Speckle-Holographie

2.1 Die Labeyriesche Speckle-Interferometrie

Die Astro-Speckle-Interferometrie wurde 1970 von A. Labeyrie (Labeyrie, 1970) erfunden. Mit dieser Methode kann man aus einer Serie von Speckle-Interferogrammen die Objektautokorrelation mit beugungstheoretischer Auflösung entfalten.

Die Intensitätsverteilung eines Speckle-Interferogramms ist eine zeitlich variable Zufallsfunktion und sie wird durch folgende inkohärente, ortsinvariante Abbildungsgleichung beschrieben

$$I(\underline{x}) = O(\underline{x}) * P(\underline{x}) \quad (2-1)$$

wobei * Faltung bedeutet;

$I(\underline{x})$ die momentane Intensitätsverteilung von sich zeitlich schnell verändernden Speckle-Interferogrammen,

$O(\underline{x})$ die Intensitätsverteilung des Objekts und

$P(\underline{x})$ die Intensitätsverteilung des momentanen atmosphärischen Punktbildes ist.

Die Speckle-Interferogramme $I(\underline{x})$ werden zum mittleren Powerspektrum $\langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle$ verarbeitet:

$$\langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle = |FT(O(\underline{x}))|^2 \cdot \langle |FT(P(\underline{x}))|^2 \rangle \quad (2-2)$$

wobei

FT der Fouriertransformations-Operator ist und

$$\langle \dots \rangle = (1/N) \sum_{n=1}^N \dots \quad \text{Mittelung bedeutet.}$$

$\langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle$ ist das mittlere Powerspektrum der
Speckle-Interferogramme $I(\underline{x})$;
 $|FT(O(\underline{x}))|^2$ ist das Powerspektrum des Objekts und
 $\langle |FT(P(\underline{x}))|^2 \rangle$ ist die Speckle-Interferometrie-
Übertragungsfunktion.

Die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion ist innerhalb der Beugungsgrenzfrequenz des Teleskops größer Null (Dainty, 1975). Deshalb kann man das mittlere Powerspektrum der Speckle-Interferogramme für alle Frequenzen bis hinauf zur Beugungsgrenze durch diese Funktion dividieren und erhält das Objekt-Powerspektrum.

Eine weitere Fouriertransformation liefert dann die Autokorrelation des Objekts mit beugungstheoretischer Auflösung (AC ist der Autokorrelations-Operator):

$$FT^{-1}(|FT(O(\underline{x}))|^2) = AC(O(\underline{x})) \quad (2-3)$$

Bild 5 zeigt ein Beispiel. In Bild 5a ist eines von 120 Speckle-Interferogrammen des engen Doppelsterns Epsilon HYA abgebildet. In Bild 5b ist das mittlere Powerspektrum der 120 Speckle-Interferogramme abgebildet. Bild 5c zeigt die hochaufgelöste Objektautokorrelation.

Leider liefert die Speckle-Interferometrie keine echten Bilder, sondern nur die Autokorrelation des Objekts. Die Speckle-Holographie dagegen liefert, wie in Kapitel 2.4 beschrieben wird echte Bilder

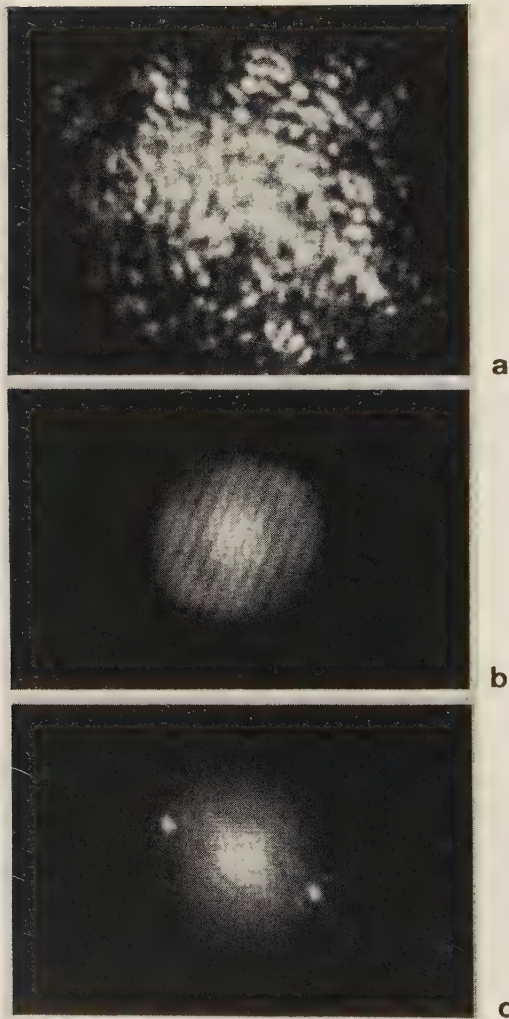


Bild 5: Digitale Speckle-Interferometrie-Messung von Epsilon HYA

- a) eines von 120 Speckle-Interferogrammen
- b) mittleres Powerspektrum der Speckle-Interferogramme
- c) Autokorrelation des Doppelsterns Epsilon HYA

2.2 Speckle-Interferometrie bei Photonenrauschen

Wie schon im Abschnitt 1 beschrieben wurde, muß die Belichtungszeit bei der Aufnahme der Speckle-Interferogramme kleiner als $1/10$ s sein. Das bedeutet, daß bei lichtschwächeren Objekten nicht mehr genug Licht eintrifft, um am Film Speckle-Strukturen voll auszubilden. Die Aufnahme besteht also aus einzelnen Photonenergebnissen. Im Bild 6 ist ein derartiges photonenverrauschtes Speckle-Interferogramm abgebildet. Die Größe der Photonenergebnisse hängt vom Detektor ab. Typischerweise stellt man die Aufnahmebedingungen so ein, daß die Photonenergebnisse etwa zwei- bis dreimal kleiner sind als die Speckles.



Bild 6: Photonenverrauschtes Speckle-Interferogramm von R 136 (2.2 m-Teleskop, Wellenlänge $\lambda = 610$ nm, Filterbreite $\Delta\lambda = 120$ nm, Belichtungszeit $1/30$ s)

Wie von Goodman und Belsher (1976) gezeigt, ist im mittleren Powerspektrum von derartigen photonenverrauschten Speckle-Interferogrammen ein sogenannter Photonenbias enthalten. Dieser Photonenbias (Bild 7) reicht, bedingt durch die Größe der Photonenergebnisse, über die Beugungsgrenzfrequenz $u_{D.L.}$ des Teleskops hinaus.

Im mittleren Powerspektrum der Speckle-Interferogramme muß dieser Photonenbias kompensiert werden, bevor die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion kompensiert wird.

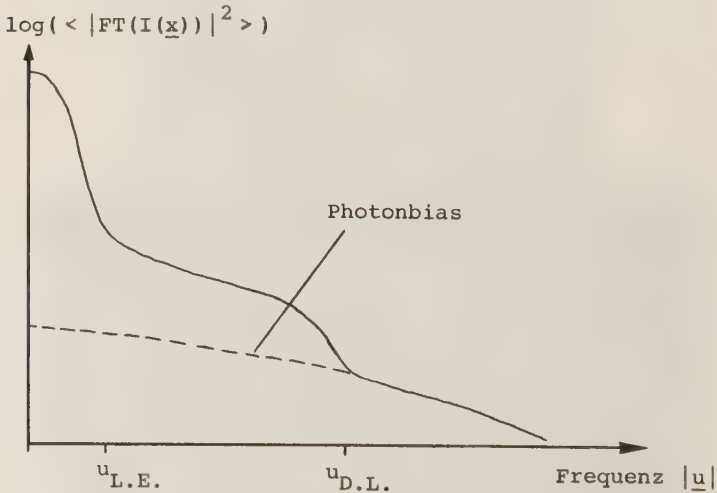


Bild 7: Mittleres Powerspektrum eines Einzelsterns
 $u_{L.E.}$ Grenzfrequenz der Langzeit-Übertragungsfunktion
 $u_{D.L.}$ Beugungsgrenzfrequenz des Teleskops
(Die höchsten Frequenzanteile sind bedingt durch die Photonenergebnisse)

2.3 Photon-Counting-Speckle-Interferometrie

Bei sehr lichtschwachen Objekten (schwächer 12^m) können innerhalb der kurzen Belichtungszeit eines Speckle-Interferogramms nur einzelne Photonenergebnisse registriert werden.

Unsere Speckle-Kamera enthält einen Bildverstärker mit etwa 500 000-facher Lichtverstärkung. Diese Verstärkung ist hoch genug um Photonenergebnisse sichtbar zu machen. Typischerweise besteht ein Photon-Counting-Speckle-Interferogramm aus etwa 50 bis 100 Photonenergebnissen (Bild 8).



Bild 8: Photon-Counting-Speckle-Interferogramm von Pluto/Charon (1.5 m-Teleskop, Wellenlänge $\lambda = 550$ nm, Filterbreite $\Delta\lambda = 100$ nm, Belichtungszeit $1/20$ s)

Damit aus solchen Daten wieder hochaufgelöste Objektinformation rekonstruiert werden kann, müssen typischerweise 10 000 bis 100 000 Photon-Counting-Speckle-Interferogramme verarbeitet werden. Dies ist mit konventioneller FFT-Speckle-Interferometrie nur mit extrem langen Rechenzeiten möglich. Bei derartigen Photon-Counting-Daten verwendet man deshalb üblicherweise eine photonenzählende Methode.

Die relevante Information in einem Photon-Counting-Speckle-Interferogramm besteht aus der Position der einzelnen Photonenereignisse, also der x-y-Adresse. Die Form der einzelnen Photonenereignisse dagegen enthält keine Information über das Objekt, sondern ist bedingt durch die Aufnahmeapparatur und den Zeitpunkt der Ankunft der einzelnen Photonen während des Belichtungsintervalls. Ein Speckle-Interferogramm $I(\underline{x})$ läßt sich im Photon-Counting-Fall beschreiben als eine Summe $D(\underline{x})$ von δ -Funktionen; jede δ -Funktion ist die Adresse eines Photonenereignisses.

$$D(\underline{x}) = \sum_{n=1}^N \delta(\underline{x} - \underline{x}_n) \quad (N = \text{Photonenzahl im Bild}) \quad (2-4)$$

Wir haben einen Algorithmus entwickelt, der uns innerhalb von 1 s alle Photonenadressen in einem Photon-Counting-Speckle-Interferogramm berechnet. Dieser Algorithmus, der die Photon-Counting-Speckle-Interferogramme zu den Photonenadressen $\delta(\underline{x} - \underline{x}_n)$ reduziert, wird im folgenden Kapitel 3.3 beschrieben.

Die Autokorrelation eines solchen Photon-Counting-Speckle-Interferogramms $D(\underline{x})$ läßt sich besonders schnell berech-

nen. Die Autokorrelationsfunktion AC einer Funktion $f(\underline{t})$ ist folgendermaßen definiert:

$$AC(f(\underline{t})) = \iint f(\underline{t}') f(\underline{t}' + \underline{t}) d\underline{t}' \quad (2-5)$$

Mit (2-4) erhält man:

$$\begin{aligned} AC(D(\underline{x})) &= \iint D(\underline{x}') D(\underline{x}' + \underline{x}) d\underline{x}' = \\ &= \iint \sum_{n=1}^N \delta(\underline{x}' - \underline{x}_n) \cdot \sum_{m=1}^N \delta(\underline{x}' - \underline{x}_m + \underline{x}) d\underline{x}' = \\ &= \sum_{n,m=1}^N \iint \delta(\underline{x}' - \underline{x}_n) \cdot \delta(\underline{x}' - \underline{x}_m + \underline{x}) d\underline{x}' = \\ &= \sum_{n,m=1}^N \delta(\underline{x} - (\underline{x}_m - \underline{x}_n)) = \\ &= \sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N \delta(\underline{x} - (\underline{x}_m - \underline{x}_n)) + \sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N \delta(\underline{x} - (\underline{x}_m - \underline{x}_n)) = \\ &= N \cdot \delta(\underline{x}) + \sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N \delta(\underline{x} - (\underline{x}_m - \underline{x}_n)) \quad (2-6) \end{aligned}$$

Die Autokorrelation eines Photon-Counting-Speckle-Inter-

ferogramms besteht also aus einer Konstanten $N \cdot \delta(\underline{x})$ plus dem Histogramm aller vorkommender Abstände $(\underline{x}_m - \underline{x}_n)$ zwischen je zwei Photonenereignissen. Die Berechnung der Autokorrelation eines Photon-Counting-Speckle-Interferogramms reduziert sich damit auf wenige Summationen, die im Rechner sehr schnell durchgeführt werden können.

Bei der Photon-Counting-Speckle-Interferometrie wird also zuerst nicht das mittlere Powerspektrum, sondern die mittlere Autokorrelation $\langle AC(D(\underline{x})) \rangle$ der Photon-Counting-Speckle-Interferogramme berechnet. Zur Kompensation des Photon-Bias und der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion geht man jetzt zweckmäßigerweise in die Fourierebene zurück. Man berechnet also $FT(\langle AC(D(\underline{x})) \rangle)$ und kompensiert dann den Photon-Bias und anschließend die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion.

Aus dem so erhaltenen Powerspektrum $|FT(O(\underline{u}))|^2$ des Objekts berechnet man die Objekt-Autokorrelation durch eine weitere Fouriertransformation.

2.4 Die Speckle-Holographie

Die Speckle-Holographie ermöglicht es, echte Bilder mit beugungstheoretischer Auflösung zu rekonstruieren. Diese Methode wurde von Liu und Lohmann (1973) vorgeschlagen und von Weigelt (1978) zum ersten Mal auf echte astronomische Objekte angewandt. Bei dieser Methode wird zusätzlich zum Objekt ein Referenzstern (unauflösbarer Einzelstern) $\delta(\underline{x})$ in der unmittelbaren Nähe* des zu untersuchenden Objekts $O(\underline{x})$ gleichzeitig mit aufgenommen. Dieser Referenzstern dient bei der Verarbeitung der Speckle-Interferogramme als Entfaltungsschlüssel.

Die einzelnen Schritte der Speckle-Holographie lassen sich wie folgt beschreiben.

$$I_n(\underline{x}) = (O(\underline{x}) + \delta(\underline{x} - \underline{x}_R)) * P_n(\underline{x}) \quad (2-7)$$

Das mittlere Powerspektrum der Speckle-Interferogramme wird wie bei der Speckle-Interferometrie-Methode berechnet.

$$\langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle = |FT(O(\underline{x}) + \delta(\underline{x} - \underline{x}_R))|^2 \cdot \langle |FT(P(\underline{x}))|^2 \rangle \quad (2-8)$$

Die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion wird herausdividiert und eine weitere Fouriertransformation liefert dann

$$\begin{aligned} FT^{-1}(|FT(O(\underline{x}) + \delta(\underline{x} - \underline{x}_R))|^2) &= \\ &= AC(O(\underline{x}) + \delta(\underline{x} - \underline{x}_R)) = \\ &= \delta(\underline{x}) + AC(O(\underline{x})) + O(-\underline{x} + \underline{x}_R) + O(\underline{x} + \underline{x}_R) \end{aligned} \quad (2-9)$$

(* isoplanatische Umgebung)

$O(x + x_R)$ ist ein echtes Bild vom untersuchten Objekt mit beugungstheoretischer Auflösung.

Weil ein passender Referenzstern benötigt wird, kann diese Methode nur auf Objekte angewandt werden, die näher als 5" neben einem unauflösbaren Stern stehen.

3. Die digitale Durchführung der beschriebenen Speckle-Methoden

3.1 Die Hardware

Zur Verarbeitung der Speckle-Interferogramme verwenden wir ein digitales Bildverarbeitungssystem (Bild 9). Dieses System gliedert sich in zwei Teile, in den Bildspeicher und in einen Minicomputer.

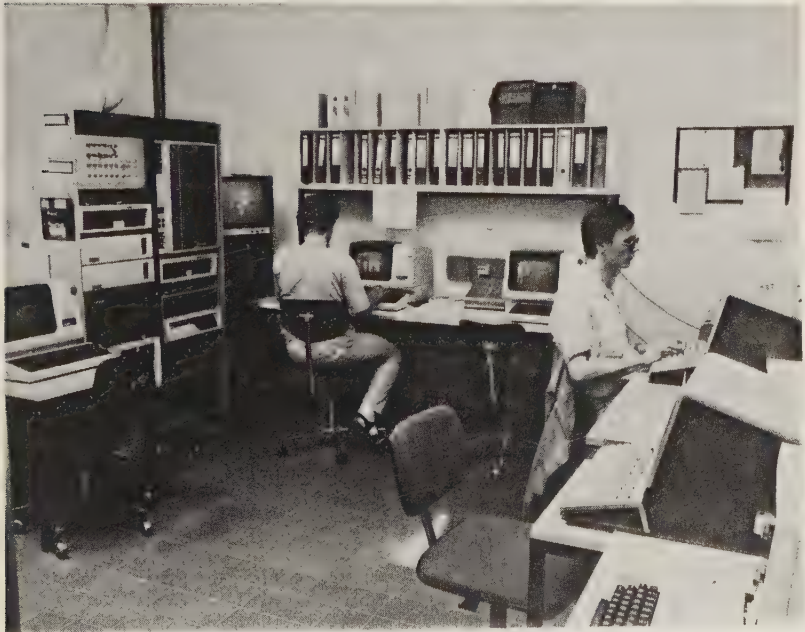


Bild 9: Computeranlage zur digitalen Bildverarbeitung

Bild 10 zeigt eine schematische Darstellung von dieser Bildverarbeitungsanlage. Zur Bildaufnahme wird eine Bosch-Plumbicon-TV-Kamera verwendet. Über einen Analog-Digital-Wandler werden die Videodaten digitalisiert und liegen dann als 8-Bit-Daten vor. Der Bildspeicher kann Bilder bis zu einer Größe von 512×512 Bildpunkten und einer Dynamik von 16 Bit speichern. Die Wiedergabe der Bilder erfolgt über Lookuptable und Digital-Analog-Wandler auf einem Schwarz-Weiß-Monitor.

Gesteuert wird dieser Bildspeicher durch eine PDP 11/34 bzw. jetzt durch einen LSI 11/73-Minicomputer. Dieser Rechner kann außerdem auf die Bilddaten zugreifen und diese Daten weiterverarbeiten, z.B. zur Kennlinienkorrektur oder zur Fourieranalyse.

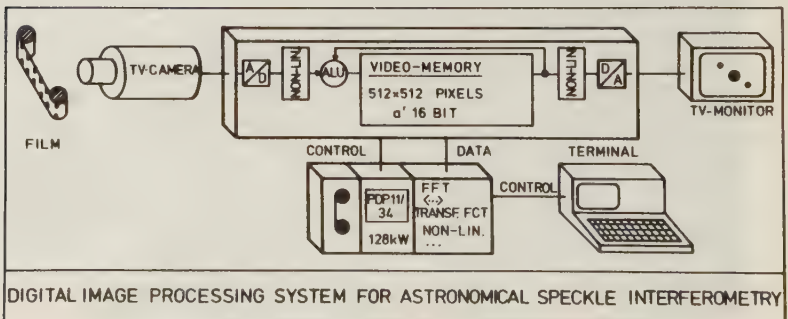


Bild 10: Diagramm des Bildverarbeitungssystems

Da die Speckle-Interferogramme auf 16 mm-Film vorliegen, haben wir eine Filmeinlesemaschine gebaut, die auf einen Steuerimpuls vom Hostrechner hin, den zu digitalisierenden Film jeweils um ein Bild weitertransportiert (Bild 11). Mit dieser Maschine wurden in den letzten Jahren über 500 000 Speckle-Interferogramme digitalisiert. Der elektronische Aufbau ist im Anhang beschrieben.



Bild 11: Computergesteuerte Filmeinlesemaschine
(a: Steuerelektronik, b: 16mm-Filmspule, c: TV-Kamera,
d: Beleuchtung, e: Stromversorgung, f: x-y-Verschiebe-
Element)

3.2 Die FFT-Verarbeitungstechnik

Zur Verarbeitung von Speckle-Interferogrammen, die auf 16 mm-Film vorliegen, wurde ein Software-Paket entwickelt. Dieses Paket enthält alle notwendige Software - vom Digitalisieren der Speckle-Interferogramme bis hin zur druckfertigen Wiedergabe der Ergebnisse am Monitor. Die einzelnen Teilschritte dieser Verarbeitungstechnik werden im Folgenden beschrieben:

a) Digitalisierung der 16 mm-Filmdaten

Die auf 16 mm-Film vorliegenden Speckle-Interferogramme werden digitalisiert und in einer Größe von 256×256 Bildpunkten mit je 8 Bit Grauauflösung auf Magnetband gespeichert. Typischerweise lassen sich 600 Speckle-Interferogramme auf einem Magnetband speichern. Die Digitalisierungsgeschwindigkeit beträgt etwa 400 Bilder/Stunde.

b) Bestimmung der Film- und TV-Kameranichtlinearität

Film- und Kameranichtlinearität werden gemessen. Zu diesem Zweck wird bei der Aufnahme der Daten auf den 16 mm-Film

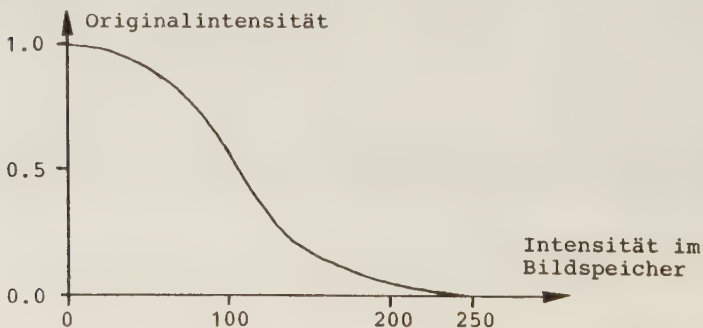


Bild 12: Typische Kennlinie zur Korrektur von Film- und TV-Kameranichtlinearität

ein geeichter Graustufenkeil mit aufbelichtet. Auf diese Weise wird eine Korrekturkennlinie bestimmt, die es ermöglicht, aus den gespeicherten Bilddaten wieder die in der Teleskopbrennebene ankommende Intensität zu rekonstruieren (Bild 12; siehe auch Keller, 1985).

c) Berechnung des mittleren Powerspektrums der Speckle-
Interferogramme

Zunächst werden dazu die Original-Intensitätsverteilungen $I(\underline{x})$ der Speckle-Interferogramme aus den gespeicherten Daten $I'(\underline{x})$ mittels der Korrekturkennlinie t erzeugt:

$$I(\underline{x}) = t(I'(\underline{x})) \quad (3-1)$$

Je nach Art der Daten müssen vor der eigentlichen Fourieranalyse die Speckle-Interferogramme noch vorverarbeitet werden:

Zur Vermeidung von Aliasing werden die Speckle-Interferogramme mit einer Funktion $f(\underline{x})$ gefaltet. Diese Faltung mittelt jeweils 2×2 benachbarte Bildpunkte. Dadurch werden sehr feine Strukturen im Bild (wie z. B. Filmkörner und Photonenergebnisse), die nicht mit genügend hoher Auflösung abgetastet werden können (Sampling-Theorem!) vernichtet.

$$f(\underline{x}) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (3-2)$$

Zur Vermeidung vom Wrap-around-Effekt werden die Speckle-Interferogramme außerdem noch mit einer Gaußfunktion $m(\underline{x})$ maskiert. Diese Maske reduziert die Intensität an den Bildrändern (z.B. wenn Ausläufer der Speckle-Wolke über den Bildrand hinausragen) auf sehr kleine Werte. Dadurch erreicht man eine periodische Fortsetzbarkeit an den Bild-

rändern, wie sie die digitale Fast-Fourier-Transformation fordert. Die Intensitätswerte an den Bildrändern müssen im periodischen Anschluß stetig und differenzierbar verlaufen. Wir verwenden für $m(\underline{x})$:

$$m(\underline{x}) = a \cdot \exp(-b\underline{x}^2) \quad (3-3)$$

Insgesamt wird also folgende Operation durchgeführt:

$$I(\underline{x}) = (t(I'(\underline{x})) * f(\underline{x})) \cdot m(\underline{x}) \quad (3-4)$$

Diese vorverarbeiteten Speckle-Interferogramme werden dann zum mittleren Powerspektrum verarbeitet. Die Verarbeitungsgeschwindigkeit bei diesem Schritt ist etwa 100 Speckle-Interferogramme/Stunde.

d) Kompensation des Photonenbias

Im Fall von photonenverrauschten Speckle-Interferogrammen muß im mittleren Powerspektrum der Photonenbias kompensiert werden (Goodman und Belscher, 1976). Dazu wird im mittleren Powerspektrum $\langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle$ außerhalb der Beugungsgrenzfrequenz eine Gaußfunktion $g(\underline{u})$ mittels Least-Square-Fit angepaßt

$$g(\underline{u}) = a \cdot \exp(-b\underline{u}^2) \quad (3-5)$$

und es wird $g(\underline{u})$ so gewählt, daß

$$\sum_{\underline{u}} \left| \langle |FT(I(\underline{x}))|^2 \rangle - g(\underline{u}) \right|^2 = \min \quad \text{für } |\underline{u}| > u_{D.L.} \quad (3-6)$$

Die gefittete Gaußfunktion wird vom mittleren Powerspektrum der Speckle-Interferogramme subtrahiert.

e) Kompensation der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion

Anschließend wird die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion bestimmt. Man nimmt Rotationssymmetrie an und bestimmt zweckmäßigerweise eine eindimensionale Funktion. Dazu gibt es verschiedene Möglichkeiten:

- Man kann das mittlere Powerspektrum von Speckle-Interferogrammen eines Einzelsterns (eines Punktoobjekts), das unter ähnlichen Seeing-Bedingungen aufgenommen wurde wie das Objekt, verwenden.
- Die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion kann theoretisch berechnet werden.
- Bei einem Doppelstern-Powerspektrum liefert ein Scan entlang des zentralen Streifens die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion (Ebersberger, 1979).

Das Powerspektrum der Speckle-Interferogramme wird dann bis zur Beugungsgrenzfrequenz $u_{D.L.}$ durch die bestimmte Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion dividiert. Zusätzlich werden Signalanteile (Rauschen) außerhalb der Beugungsgrenzfrequenz durch eine weiche Maske abgeschwächt.

f) Berechnung der Autokorrelation des Objekts

Eine weitere Fouriertransformation liefert dann die Autokorrelation des Objekts.

g) Eichung der Daten

Den Abschluß bildet die Eichung des untersuchten Objekts anhand eines bekannten Eichobjekts. Als Eichobjekte verwendet man bekannte, gut vermessene Doppelsterne. Damit läßt sich der Pixelmaßstab und der absolute Positionswinkel der Messung bestimmen.

3.3 Die Photon-Counting-Technik

Wie in Kapitel 2.3 schon angedeutet, ist bei der Verarbeitung von Photon-Counting-Speckle-Interferogrammen nur die Position der einzelnen Photonenereignisse wichtig. Das bedeutet, daß man ein Bild bestehend aus 256 000 (= 512×512) Bildpunkten ohne wesentlichen Informationsverlust auf nur wenige hundert Adressen reduzieren kann. Anders ausgedrückt: Um z. B. ein allgemeines 512×512 -Bild, das 100 Photonenereignisse enthält, zu speichern, benötigt man 256 KByte; für die Photonenpositionen allein benötigt man z.B. nur 400 Bytes. Dieses Beispiel zeigt drastisch, daß es sinnvoll ist, die Photon-Counting-Speckle-Interferogramme vor dem Abspeichern auf Magnetband auf ihre Photonenadresse zu reduzieren.

Da sehr viele Bilder reduziert werden müssen, ist es notwendig, daß dieser Schritt möglichst schnell durchgeführt wird. Zu diesem Zweck gibt es eine Reihe von digitalen Methoden und Algorithmen. Man geht davon aus, daß die Form der einzelnen Photonenereignisse rotationssymmetrisch ist. Allerdings sind sie verschieden groß, da die Photonen zu verschiedenen Zeitpunkten während des Belichtungsintervalls ankommen und deshalb den Film mehr oder weniger schwärzen. Dabei kommt es auch vor, daß mehrere Photonenereignisse zusammenhängen bzw. überlappen. Auch in diesem Fall sollte ein Schwerpunktsuchalgorithmus die richtigen Positionen liefern, solange die Überlappung nicht zu stark ist. Bild 13 zeigt ein typisches Beispiel. Zur Lösung dieses Problems gibt es verschiedene Möglichkeiten. Bevor der bei uns entwickelte und verwendete Skelettierungsalgorithmus beschrieben wird, folgt zunächst eine Aufstellung anderer Techniken:



a



b

Bild 13:

a) Photon-Counting-Speckle-Interferogramm

b) Schwerpunkte der Photonenereignisse in (a)

- Analog-elektronischer Photonendetektor

Die Speckle-Interferogramme werden von einer Videokamera aufgenommen und im seriellen Videodatenstrom auf analoge Weise Maxima detektiert. Im Fall eines gefundenen Maximums wird die Position am parallel laufenden x- und y-Zähler ausgelesen und abgespeichert (Blazit, 1975).

- Digitale Schwerpunktbestimmung nach Schwerpunktformel

Das Photon-Counting-Speckle-Interferogramm wird digital abgespeichert. Das Bild wird Pixel für Pixel nach einem Signal abgesucht. Falls ein Signal festgestellt wird, wird in einem bestimmten Bildausschnitt der Intensitätsschwerpunkt bestimmt. Dies ist notwendig, weil Photonenereignisse sich nicht auf einen Bildpunkt beschränken.

- Suche relativer Maxima

Diese Methode basiert auf einer Nachbarschaftsuntersuchung, die die Intensität eines Bildpunktes mit den Intensitätswerten seiner acht Nachbarn vergleicht. Ein relatives Maximum ist gefunden, wenn alle Nachbarbildpunkte niedrigere Intensitätswerte enthalten.

- Skelettierungsalgorithmus auf der Basis von Binärbildverarbeitung (Hetterich, 1982)

Dieser Schwerpunktsuchalgorithmus startet mit einem binären Eingangsbild. Durch Nachbarschaftsoperationen werden Photonenereignisse im Bild zu ihrem Schwerpunkt geschrumpft. Dieser Algorithmus wurde bedingt durch unsere Hardware bei uns entwickelt und bei allen Photon-Counting-Verarbeitungen eingesetzt. Im nächsten Abschnitt folgt eine Beschreibung von diesem Algorithmus. Die softwaremäßige Implementation in unser Bildverarbeitungssystem wird im Anhang beschrieben.

Unser Skelettierungsalgorithmus reduziert ein Photon-Counting-Speckle-Interferogramm mit 512×512 Bildpunkten innerhalb von einer Sekunde auf die Schwerpunkte der Photonen und zwar unabhängig davon, ob das Photonenbild 10 oder 1000 Photonenergebnisse enthält. Dieser Skelettierungsalgorithmus funktioniert folgendermaßen:

Schritt 1: Binärbild erzeugen

Die Photon-Counting-Speckle-Interferogramme (Filmnegative) werden digitalisiert und in Binärbilder umgesetzt (Bild 14), d.h. alle Intensitätswerte, die unterhalb eines

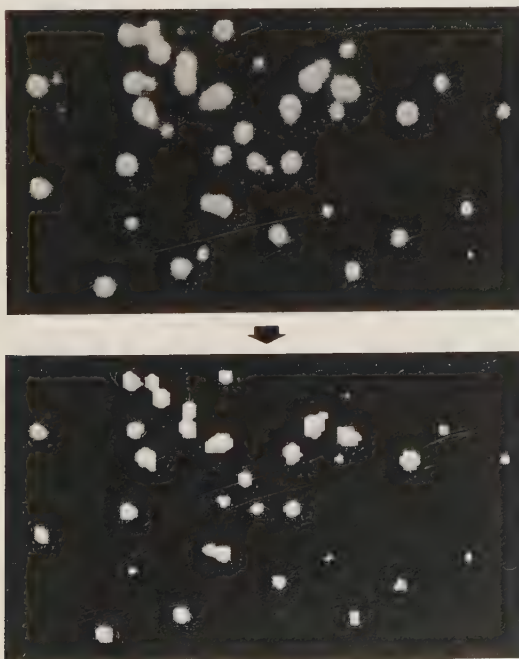


Bild 14: Binarisierung der Photon-Counting-Speckle-Interferogramme

bestimmten Wertes liegen werden auf 1 und alle die oberhalb liegen auf 0 gesetzt. Das Clippinglevel wird so gewählt, daß Photonenergebnisse, die auf dem Film als Schwärzung (= niedrige Intensität) vorliegen auf den Wert 1 gesetzt werden. Wie Bild 14 demonstriert, sind die Photonenergebnisse verschieden groß (typisch 1 x 1 bis 7 x 7 Pixel), bedingt durch ihre unterschiedliche Ankunftszeit während des Belichtungsintervalls und durch Nachleuchten des Phosphorschirms des Bildverstärkers. Das binäre Bild $B(\underline{x})$ enthält also verschieden große Strukturen, die im nun folgenden Schritt auf den jeweiligen Schwerpunkt geschrumpft werden.

Schritt 2: Schrumpfen

Dieser Schrumpfungsschritt besteht aus zwei Teilschritten, die mehrmals wiederholt werden (abhängig von den größten vorkommenden Photonenergebnissen am Film):

- Das Binärbild $B(\underline{x})$ wird mit einer Funktion $f(\underline{x})$ gefaltet

$$f(\underline{x}) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (4 \text{ Pixel mit Wert } 1) \quad (3-7)$$

Man erhält dann das neue Bild $B'(\underline{x})$

$$B'(\underline{x}) = B(\underline{x}) * f(\underline{x}) \quad (3-8)$$

Diese Operation hat den großen Vorteil, daß man in $B'(\underline{x})$ erkennen kann, wieviele Nachbarpixel in einer bestimmten Viererumgebung eines Pixels in $B(\underline{x})$ besetzt sind (siehe Beispiele in Bild 15 und Bild 16). Diese Operation liefert also das neue Bild $B'(\underline{x})$, das Intensitätswerte (Zählraten) zwischen 0 und 4 enthält.

- In diesem Bild $B'(\underline{x})$ wird nun jeder Bildpunkt mit seinen neun direkten Nachbarn verglichen und nach folgendem Kriterium entschieden, ob ein Bildpunkt im neuen Bild $B''(\underline{x})$ den Wert 0 oder 1 erhält:

Pixel mit der Intensität 0 bleiben auf 0

Pixel mit der Intensität 1,2,3,4 werden auf 0 gesetzt, wenn einer der Nachbarn größer ist als sie selbst. Sonst werden sie auf den Wert 1 gesetzt.

Das resultierende Bild $B''(\underline{x})$ ist wieder binär. Gegenüber dem Startbild $B(\underline{x})$ sind alle Strukturen in x- und y-Richtung um ein Pixel geschrumpft.

Diese Schrumpfungsoperation (Schritt 1 und Schritt 2, also Faltung und anschließende Nachbarschaftsabfrage) wird mehrmals wiederholt. Die Zahl der Wiederholungen hängt ab von der maximalen Größe der Photonenereignisse. Z. B. werden durch sechs Reduktionsschritte alle Photonenereignisse bis zu einer Größe von 7×7 Bildpunkten auf ihren Schwerpunkt reduziert. Bei der letzten Schrumpfungsoperation wird zusätzlich das Startbild $B(\underline{x})$ über ein logisches AND mit dem resultierenden Bild $B''(\underline{x})$ verknüpft. Dadurch bleiben nur Bildpunkte mit 1 besetzt, die in beiden Bildern mit 1 besetzt sind. Dies ist notwendig, damit singuläre Punkte, die beim Schrumpfen zwischen 1×1 und 2×2 Pixel großen Strukturen pulsieren, im Endeffekt doch wieder singulär bleiben (siehe auch Bild 15 und Bild 16).

Schritt 3: Selektion von 1×1 -Strukturen

Im letzten Schritt wird noch einmal jeder Bildpunkt mit seinen acht Nachbarn verglichen. Ein mit 1 besetzter Bildpunkt bleibt nur dann 1, wenn alle seine Nachbarn 0 sind.

Damit wird erreicht, daß Strukturen, die nach einer gewissen Anzahl von Schrumpfungsoperationen noch nicht auf ein Pixel geschrumpft sind, vernichtet werden. Dies ist sinnvoll, weil dadurch große Strukturen, die von Ionenereignissen oder von Schmutzflecken am Film stammen, vernichtet werden.

Bild 15 und Bild 16 zeigen einige Beispiele für die Funktion des Schrumpfungsalgorithmus. Diese Beispiele demonstrieren auch, daß der Algorithmus in manchen Fällen zusammenhängende Photonenergebnisse trennt.

Die Anpassung dieses Algorithmus an unser digitales Bildverarbeitungssystem und an beliebige Rechner wird im Anhang beschrieben.

Startbild B	B'	B''
.....	.11...	
..1...	.11...	.1....
.....	.121..	..1...
..11..	.121..	..1...
.....		
.....	.121..	
..11..	.231..	..1...
..1...	.1....	
.....	.121..	
..11..	.2431.	..1...
..111.	.121..	
.....	12221..	
.....1111..	134442..	111...
.....11111..	.122223431..	1....
..111..11...	.2431.121...	..1.....
..11.....	.121.....	
.....		
.....	..1211221...	
..11.111...	.1343344321.	...1..11....
..111111111.	.1332344442.	1111..
..1..11111.	..1..134321.	1....
.....11...	121...	
.....		

Bild 15: Beispiele zur Verdeutlichung von Schritt 2 der Skelettierungsoperation

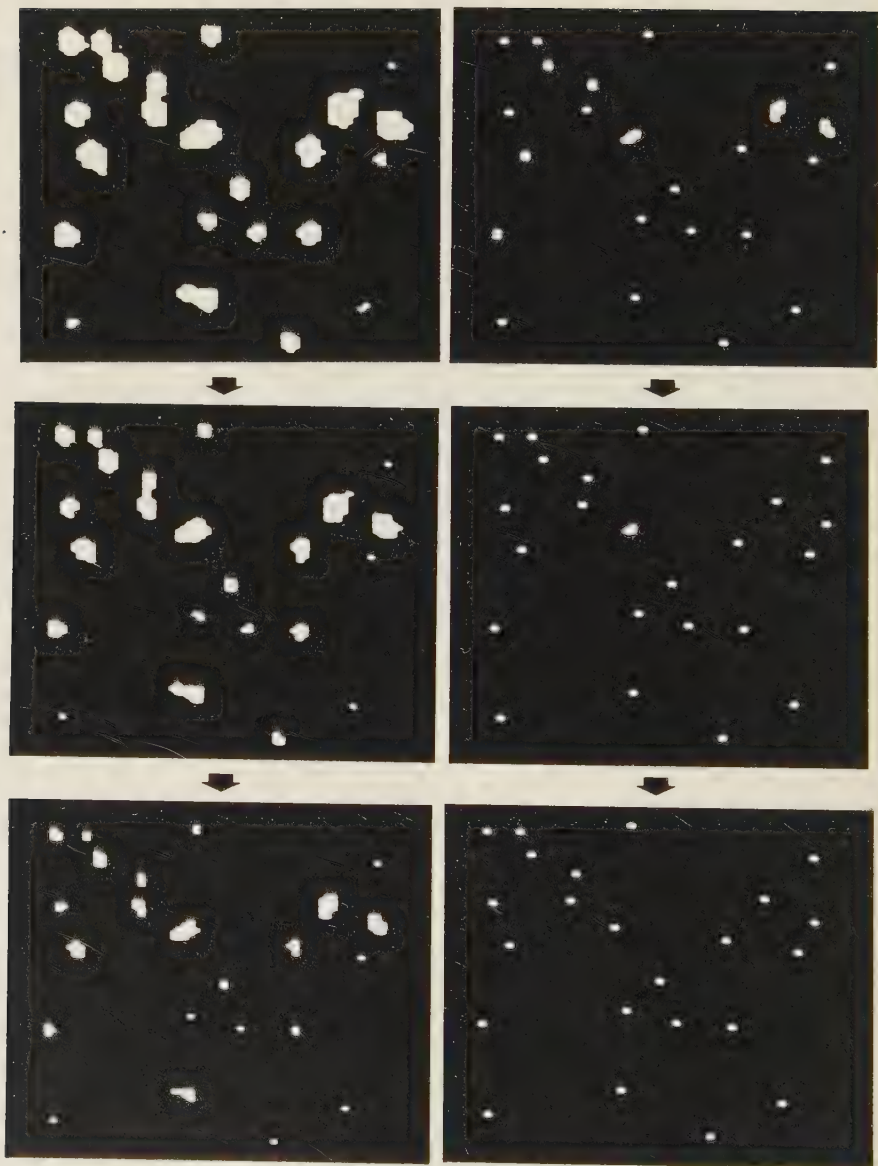


Bild 16: Skelettierungsoperation am Beispiel eines Photon-Counting-Speckle-Interferogramms von Pluto/Charon

4. Digitale Speckle-Interferometrie-Messungen von verschiedenen astronomischen Objekten

In den folgenden Kapiteln werden Anwendungen der diskutierten Methoden auf echte astronomische Objekte beschrieben:

Asteroiden Juno und Amfitrite

Pluto/Charon

T-Tauri-Sterne

Zentralobjekt der H-II-Region NGC 3603

Zentralobjekt R 136a des 30 Doradus-Nebels

Seyfert-II-Galaxie NGC 1068

Triple-Quasar PG 1115+08

Die Speckle-Rohdaten wurden aufgenommen mit:

3.6 m-ESO-Teleskop in La Silla

2.2 m-ESO-Teleskop in La Silla

1.5 m-Danish-Teleskop in La Silla

2.2 m-Teleskop vom MPI am Calar Alto

4.1 Die Asteroiden Juno und Amphitrite

Der Asteroid Juno ist einer der vier größten Kleinplaneten in unserem Sonnensystem. Der Durchmesser ist etwa 0.3", also mit konventioneller Langzeitastronomie nicht auflösbar. Ähnliches gilt für den Asteroiden Amphitrite. Mit Speckle-Interferometrie können Asteroiden aufgelöst und ihre Form vermessen werden. Ähnliche Messungen wurden auch von anderen Gruppen durchgeführt (Hege et al., 1980; Bowell et al., 1981). Die Asteroiden Vesta und Pallas wurden von (Worden et al., 1977) und (Strittmatter, 1980) gemessen.

Messung des Asteroiden Juno:

Wir haben die Speckle-Interferogramme von Juno mit dem dänischen 1.5 m-Teleskop auf der Europäischen Südsternwarte in Chile aufgenommen (Belichtungszeit 1/30 s, Wellenlänge 550 nm, effektive Brennweite des Teleskops: 300 m, Seeing: 2"). Bild 17a zeigt eines von 1450 verarbeiteten Speckle-Interferogrammen von Juno. Kurz nach der Aufnahme dieser Daten wurden auch 555 Speckle-Interferogramme eines in der Nähe stehenden unauflösbaren Einzelsterns (Punktobjekt) aufgenommen (Bild 17b). Dieser Einzelstern liefert die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion.

Die Speckle-Interferogramme von Juno und die vom unauflösbaren Einzelstern wurden jeweils zum mittleren Powerspektrum verarbeitet. Bild 18a zeigt das mittlere Powerspektrum der Juno-Speckle-Interferogramme; Bild 18b zeigt das mittlere Powerspektrum der Speckle-Interferogramme des Einzelsterns. Deutlich erkennt man im mittleren Powerspektrum der Speckle-Interferogramme vom Einzelstern den

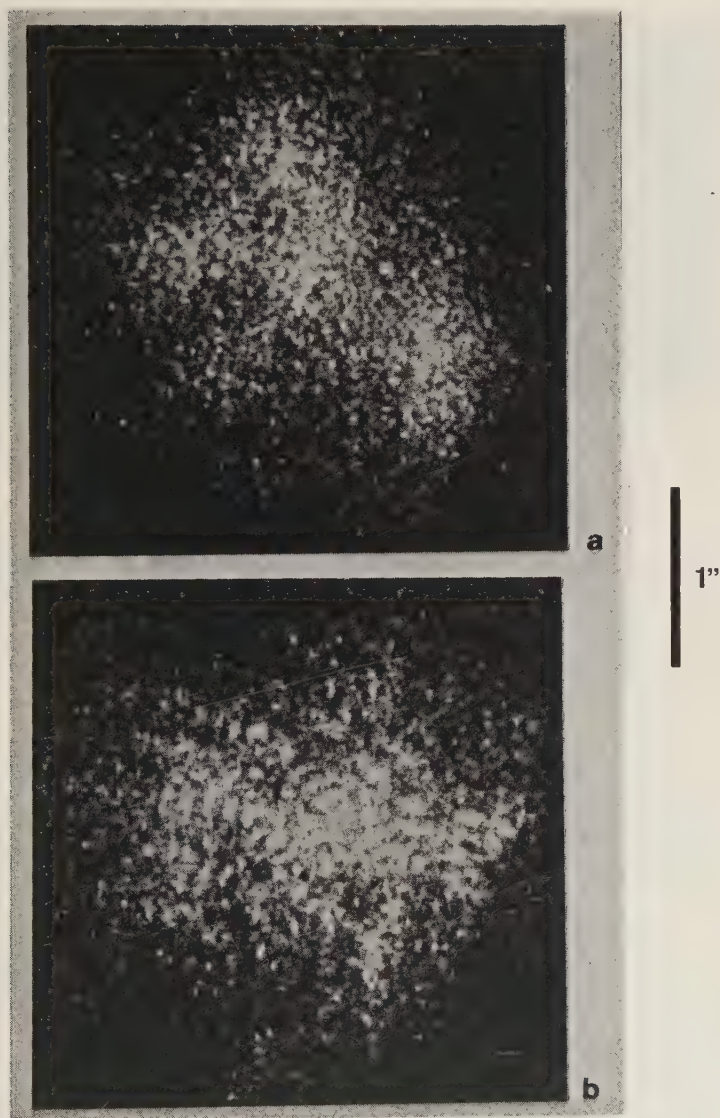


Bild 17: Speckle-Interferogramm von Juno (a) und einem unauflösbaren Einzelstern (b)

Abbruch des Signals bei der Beugungsgrenzfrequenz des Teleskops (Pfeil in Bild 18b). Das mittlere Powerspektrum der Juno-Speckle-Interferogramme bricht bereits viel früher ab (Pfeil in Bild 18a). Diesen Unterschied zeigt auch Bild 19 in Form eines eindimensionalen Radialplots. Das zeigt, daß Juno ein mit dem 1.5 m-Teleskop auflösbares Objekt ist. Bild 18c zeigt das Powerspektrum von Juno nach der Kompensation des Photonenbias und der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion. Das resultierende Powerspektrum von Juno zeigt eine elliptische Struktur. Zwei radiale Schnitte durch dieses Powerspektrum sieht man in Bild 20. An diese Daten wurden Besselfunktionen (durchgezogene Linien) gefittet, die einem Durchmesser von 230 km (0.26") und 288 km (0.32") entsprechen (es wurde also keine Randverdunkelung angenommen). Bild 21 zeigt die Autokorrelation von Juno. Die elliptische Struktur ist deutlich erkennbar. Unter der Annahme einer homogenen Oberfläche läßt sich daraus auch die Form von Juno berechnen (Bild 22). Wir erhielten folgende Ergebnisse:

Positionswinkel der langen Halbachse:	$95^{\circ} \pm 5^{\circ}$
Durchmesser der langen Halbachse:	$288\text{km} \pm 20\text{km}$ (0.32")
Durchmesser der kurzen Halbachse:	$230\text{km} \pm 20\text{km}$ (0.26")
Zeitpunkt der Aufnahme:	24.12.1979, 6 ^h 10 ^m UT.

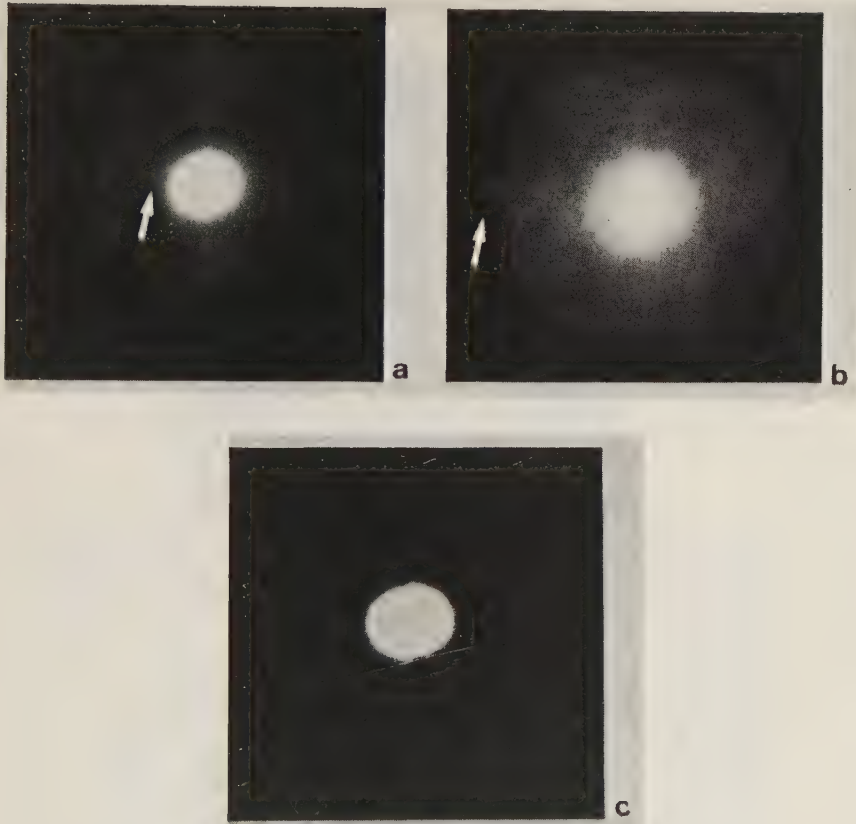


Bild 18:

- a) Mittleres Powerspektrum der Speckle-Interferogramme von Juno
- b) Mittleres Powerspektrum der Speckle-Interferogramme eines Einzelsterns (Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion)
- c) Powerspektrum von Juno nach der Kompensation des Photonenbias und der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion

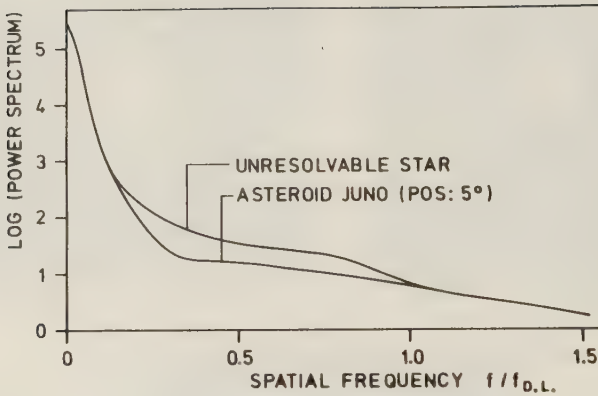


Bild 19: Radialplots des mittleren Powerspektrums der 1450 Speckle-Interferogramme von Juno und der 555 Speckle-Interferogramme des Einzelsterns

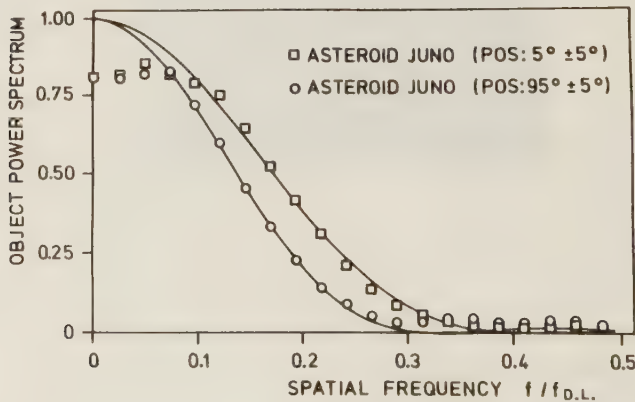


Bild 20: Radiale Schnitte durch das Powerspektrum von Juno in Richtung der langen und kurzen Halbachse mit gefitteter Besselfunktion



Bild 21: Autokorrelation von Juno

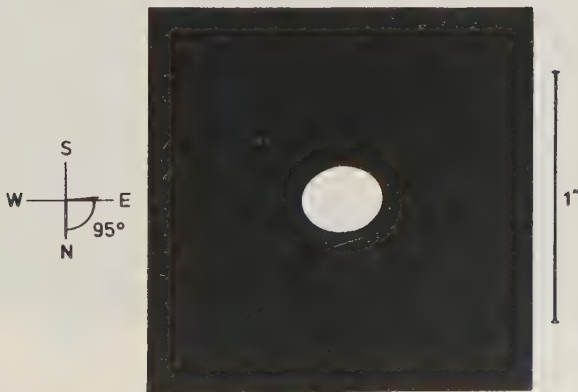


Bild 22: Form von Juno

Messung des Asteroiden Amphitrite:

Von dem Asteroiden Amphitrite haben wir 1776 Speckle-Interferogramme aufgenommen (Belichtungszeit: 1/30 s, Wellenlänge: 650 nm, effektive Brennweite des Teleskops: 300 m, Seeing: 2"). Die Helligkeit von Amphitrite war 11^m . Deshalb bestehen die Speckle-Interferogramme aus einzelnen Photonenergebnissen (Bild 23). Zusätzlich wurden wieder 755 Speckle-Interferogramme eines unauflösbaren Einzelsterns aufgenommen.

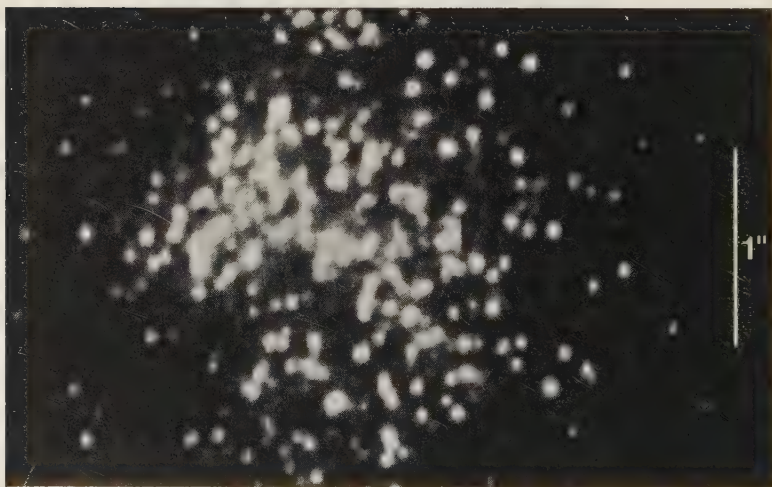


Bild 23: Eines der 1776 aufgenommenen Speckle-Interferogramme von Amphitrite (11^m); die hellen Punkte sind einzelne Photonenergebnisse, Speckle-Strukturen sind nicht mehr erkennbar

Die Verarbeitung wurde ähnlich wie bei der Juno durchgeführt. Bild 24 zeigt das Powerspektrum von Amphitrite. Die Autokorrelation von Amphitrite zeigt Bild 25 und die Form ist in Bild 26 dargestellt, wiederum unter der Annahme einer homogenen, elliptischen Oberfläche. Wir erhielten folgende Ergebnisse:

Positionswinkel der langen Halbachse:	$60^{\circ} \pm 20^{\circ}$
Durchmesser der langen Halbachse:	$255\text{km} \pm 30\text{km}$ (0.17")
Durchmesser der kurzen Halbachse:	$160\text{km} \pm 30\text{km}$ (0.11")
Datum der Messung:	4.4.1981, 8 ^h 30 ^m UT.

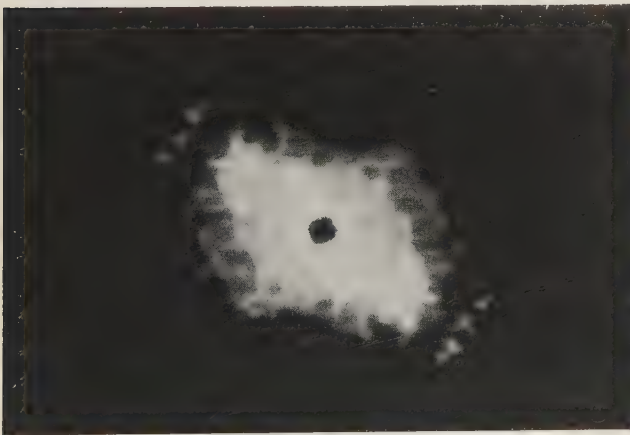


Bild 24: Powerspektrum von Amphitrite. Der schwarze Fleck im Zentrum ist auf eine ungenaue Kompensation der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion bei den niedrigen spatialen Frequenzen zurückzuführen



Bild 25: Autokorrelation von Amphitrite

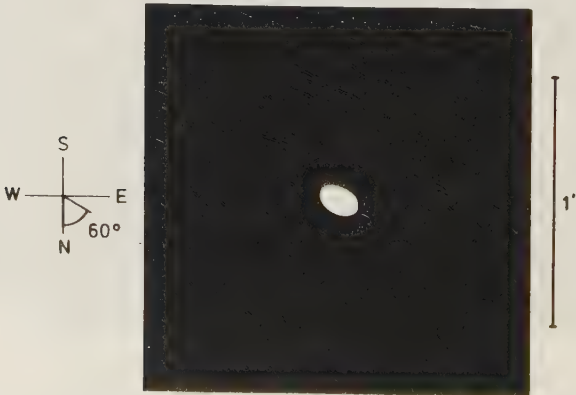


Bild 26: Form von Amphitrite

4.2 Pluto und sein Mond Charon

Pluto ist der äußerste Planet in unserem Sonnensystem. Seit seiner Entdeckung im Jahre 1930 spekuliert man über seine Zusammensetzung und seine Masse. Im Jahr 1978 wurde sein Mond Charon von Christy und Harrington (1978) entdeckt. Diese beiden Astronomen hatten auf Langzeitaufnahmen eine sich periodisch wiederholende, elliptische Verlängerung des Plutobildes beobachtet. Die elliptische Verlängerung des Plutobildes wurde auf einen um Pluto kreisenden Mond zurückgeführt und es wurde ein grober Orbit bestimmt. Eine völlige Auflösung von Pluto/Charon mit konventioneller Langzeitastraphotographie war jedoch nicht möglich. Richtig aufgelöst wurde Pluto und Charon durch Speckle-Interferometrie-Messungen von Bonneau und Foy (1980), Hege et al. (1982), und Hetterich und Weigelt (1983). Die Motivation für diese Speckle-Messungen von Pluto/Charon ist die Orbitvermessung, die Bestimmung der Masse von Pluto und Charon und die Bestimmung der Größe und Form von Pluto und Charon.

4.2.1 Orbitmessung von Pluto/Charon in sieben aufeinanderfolgenden Nächten

Wir haben im Juli 1983 mit dem 2.2 m-Teleskop am Calar-Alto-Observatorium in Spanien Pluto/Charon in sieben aufeinanderfolgenden Nächten gemessen (Belichtungszeit pro Speckle-Interferogramm: $1/30$ s, Wellenlänge: 610 nm, Filterbreite 120 nm). Die Helligkeit von Pluto war etwa 15^m , die von Charon etwa 17^m . Die Photon-Counting-Speckle-Interferogramme enthielten nur etwa 50 bis 100 Photonenereignisse. Da die Umlaufzeit von Charon 6.39 Tage beträgt, konnten wir während der sieben Beobachtungsnächte

genau einen Umlauf beobachten. Wir haben etwa 80 000 Photon-Counting-Speckle-Interferogramme ausgewertet (Verarbeitung wie in Kapitel 2.4 beschrieben). Die rekonstruierten, hochaufgelösten Autokorrelationen von Pluto/Charon sind in Bild 27a bis g abgebildet. Man erkennt deutlich, wie der Off-Axis-Peak, der die Position von Charon - bis auf eine 180° -Zweideutigkeit - angibt, um den Zentralpeak (Position von Pluto) herumwandert. Aus diesen Daten wurde ein Orbit erstellt (Bild 28). Die Daten der einzelnen Messungen sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Daten der Pluto/Charon-Messungen

Datum	Uhrzeit	Separation	Positions- winkel	Anzahl der verarb. Bilder
8.7.83	20 ^h 06 ^m	0.86"	356°	9170
9.7.83	20 ^h 03 ^m	0.74"	347°	4530
10.7.83	20 ^h 48 ^m	0.20"	245°	6980
12.7.83	21 ^h 19 ^m	0.80"	166°	14780
13.7.83	20 ^h 49 ^m	0.39"	108°	2490
14.7.83	21 ^h 09 ^m	0.78"	10°	6070
15.7.83	21 ^h 14 ^m	0.75"	348°	7310

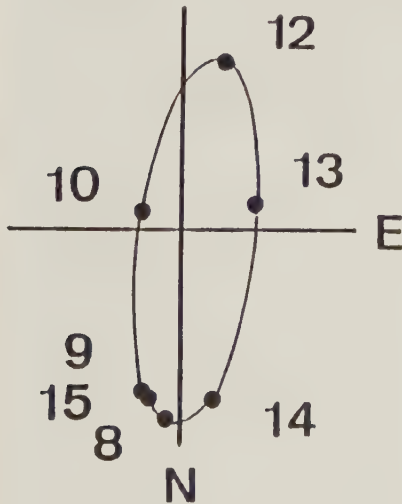
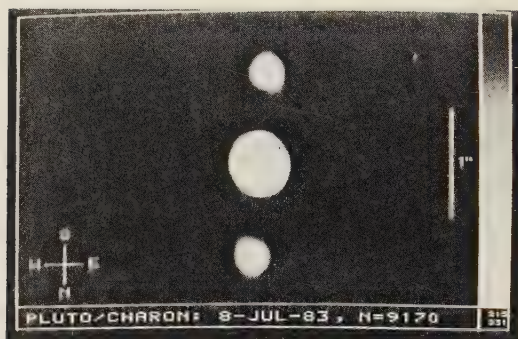
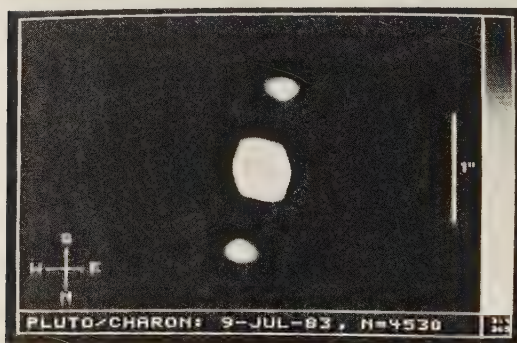


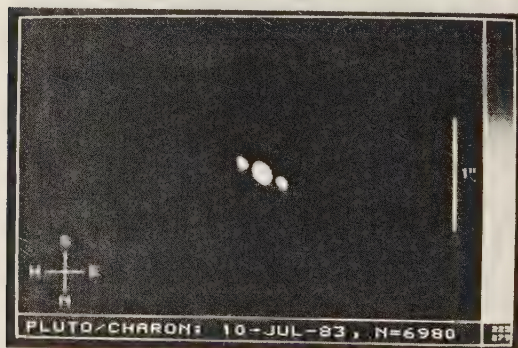
Bild 28: Gemessener Orbit von Pluto/Charon



a



b



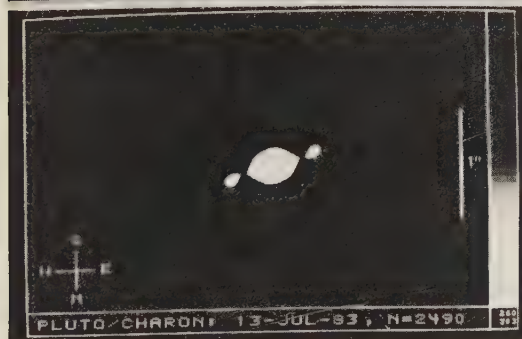
c

Bild 27: Autokorrelation von Pluto/Charon vom

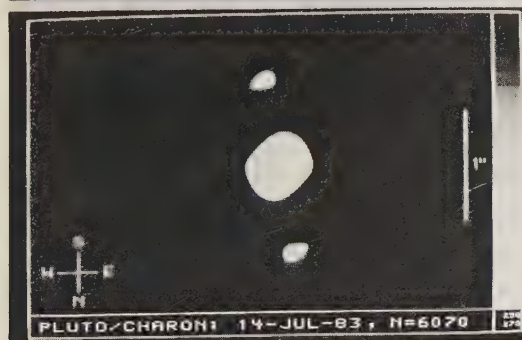
- | | |
|------------------|------------------|
| a) 8. Juli 1983 | d) 12. Juli 1983 |
| b) 9. Juli 1983 | e) 13. Juli 1983 |
| c) 10. Juli 1983 | f) 14. Juli 1983 |
| | g) 15. Juli 1983 |



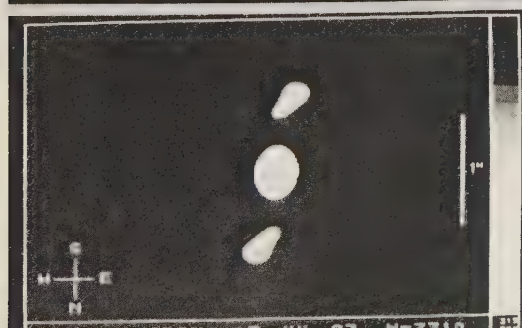
d



e



f



g

4.2.2 Bestimmung der Durchmesser von Pluto und Charon

Wir haben 14700 Photon-Counting-Speckle-Interferogramme vom 12. Juli 1983 (unsere beste Serie) zur Durchmesserbestimmung von Pluto und Charon verwendet. Zu Vergleichszwecken wurde ein Bild $O(\underline{x})$ von Pluto und Charon simuliert. Pluto und Charon wurden als rotationssymmetrische Scheiben, einmal mit und einmal ohne cosinusförmige Randabschattung (Bild 29) angesetzt. Von diesen simulierten Bildern wurden Powerspektrum und Autokorrelation berechnet, die zum Vergleich mit dem gemessenen Powerspektrum und der gemessenen Autokorrelation verwendet wurden. Objekt, Powerspektrum und Autokorrelation haben folgende Struktur:

$$\text{Objekt: } O(\underline{x}) = O_P(\underline{x}) + O_C(\underline{x} - \underline{x}_C) \quad (4-1)$$

wobei $O_P(\underline{x})$ das Bild von Pluto, $O_C(\underline{x} - \underline{x}_C)$ das Bild von Charon und $\underline{x}_C$ der Abstandsvektor zwischen Pluto und Charon ist. Daraus wurde das Powerspektrum vom simulierten Pluto-Charon-System berechnet:

$$\begin{aligned} |FT(O(\underline{x}))|^2 &= |FT(O_P(\underline{x})) + FT(O_C(\underline{x}))|^2 = \\ &= |FT(O_P(\underline{x}))|^2 + |FT(O_C(\underline{x}))|^2 + \\ &+ FT(O_P(\underline{x})) \cdot FT(O_C(\underline{x}))^* + FT(O_P(\underline{x}))^* \cdot FT(O_C(\underline{x})) \end{aligned} \quad (4-2)$$

wobei FT der Fouriertransformations-Operator ist und
* konjugiert komplex bedeutet.

Die Autokorrelation von $O(\underline{x})$ sieht dann folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned}
 & FT^{-1}(|FT(O_P(\underline{x}) + O_C(\underline{x}))|^2) = \\
 & = AC(O_P(\underline{x}) + O_C(\underline{x} - \underline{x}_C)) = \\
 & = AC(O_P(\underline{x})) + AC(O_C(\underline{x})) + \\
 & + O_P(\underline{x}) \otimes O_C(\underline{x} - \underline{x}_C) + O_C(\underline{x} - \underline{x}_C) \otimes O_P(\underline{x}) \quad (4-3)
 \end{aligned}$$

wobei $\otimes$ Korrelation bedeutet. Bild 29 (Bild von Pluto/Charon), Bild 30a (Powerspektrum von Pluto/Charon) und Bild 32a (Autokorrelation von Pluto/Charon) zeigen die simulierten Funktionen, die zum Zweck des Vergleichs mit den echten Messungen hergestellt wurden. Wir haben die simulierten Messungen mit den echten Messungen verglichen und Durchmesserwerte auf zwei verschiedene Arten (a und b) bestimmt:

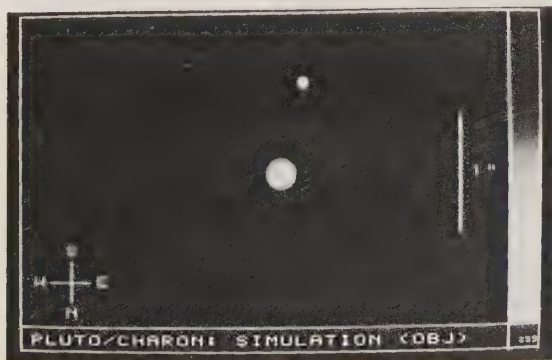
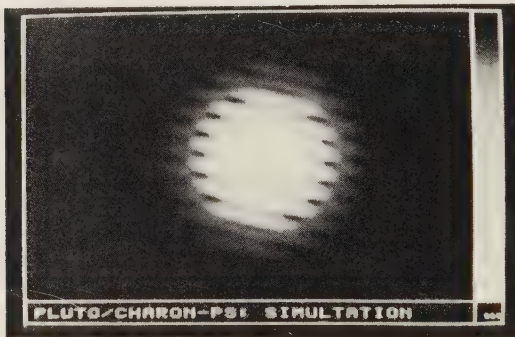


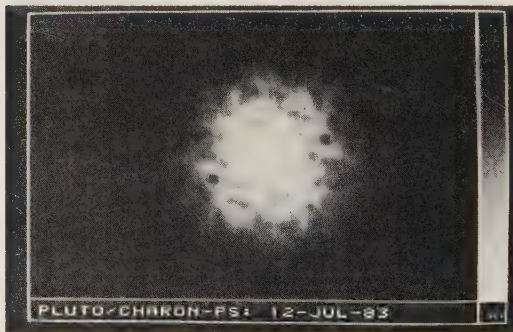
Bild 29: Simuliertes Bild von Pluto und Charon mit Randverdunkelung (für Vergleichszwecke erstellt; siehe Text)

(a) Plutodurchmesser aus dem Powerspektrum

Wie die Simulation zeigt, tritt im Powerspektrum ein deutlich erkennbarer Abbruch der Streifen auf, der durch den auflösbaren Plutodurchmesser verursacht wird. Wir haben dieses simulierte Powerspektrum mit dem gemessenen Powerspektrum verglichen und damit für den Plutodurchmesser einen oberen Grenzwert von 3700 km erhalten, weil man die Streifen bis zu einer bestimmten Frequenz klar sieht.



a



b

Bild 30: Powerspektrum von Pluto/Charon

- a) Simulation mit angenommenen Durchmessern (siehe Text)
- b) berechnet aus 14700 Photon-Counting-Speckle-Interferogrammen vom 12.7.1983

(b) Summendurchmesser von Pluto und Charon aus der Autokorrelation

Im Off-Axis-Peak steckt der Summendurchmesser von Pluto und Charon. Wir haben die Off-Axis-Peaks der Simulation (einschließlich Beugungsbegrenzung) mit den echten Daten verglichen. Ein Fit lieferte einen Summendurchmesser von 4700 km für Pluto und Charon bei Annahme von Randverdunkelung (Bild 31) und einen Summendurchmesser von 4000 km ohne Randverdunkelung.

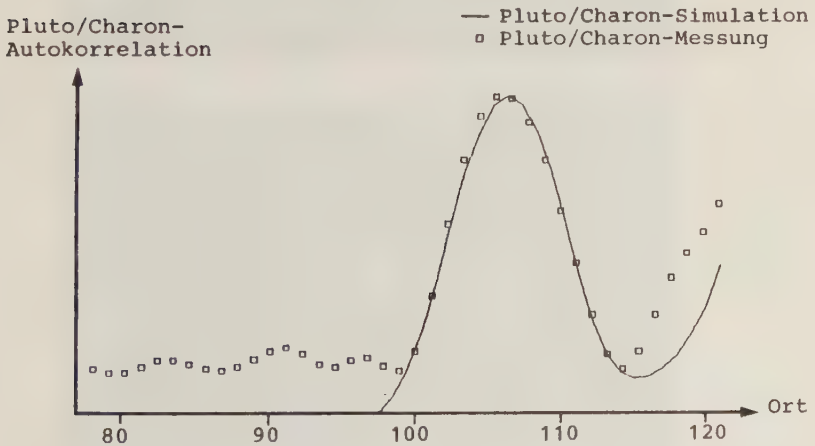
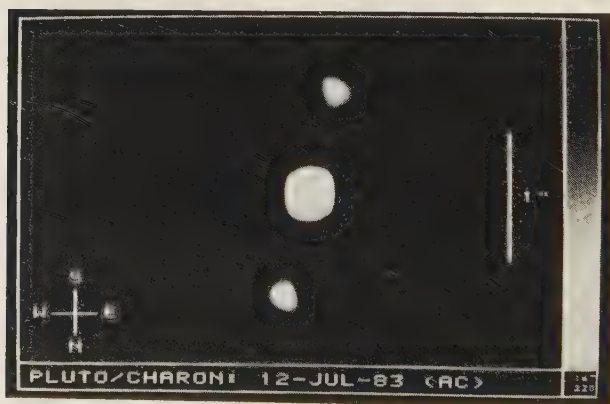


Bild 31: Fit des Off-Axis-Peaks der simulierten Pluto/Charon-Autokorrelation (durchgezogene Linie) an den Off-Axis-Peak der gemessenen Autokorrelation (Punkte) zur Bestimmung des Summendurchmessers von Pluto und Charon (Schnitt in senkrechter Richtung)



a



b

Bild 32: Autokorrelation von Pluto/Charon

- a) Simulation mit angenommenen Durchmessern (siehe Text)
- b) berechnet aus 14700 Photon-Counting-Speckle-Interferogrammen vom 12.7.1983

Diskussion der beiden beschriebenen Messungen im Power-
spektrum und in der Autokorrelation:

Unsere Auswertung des Powerspektrums hat eine obere Grenze des Plutodurchmessers von 3700 km geliefert und unsere Autokorrelations-Auswertung einen Summendurchmesser von 4700 km bei Annahme von Randverdunkelung, bzw. 4000 km ohne Randverdunkelung. Der Helligkeitsunterschied von Pluto und Charon wurde von Bonneau und Foy (1980) zu 1.6^m bestimmt und von Hege et al. (1982) zu 2.2^m . Aus diesen Werten und Annahmen über das Albedo lassen sich Durchmessererverhältnisse ableiten. Man erhält folgende Ergebnisse, wenn man gleiches Albedo für Pluto und Charon annimmt:

Pluto/Charon- Größen- verhältnis	Durchmesserabschätzung			
	mit Randverdunkelung		ohne Randverdunkelung	
	Pluto	Charon	Pluto	Charon
2.1 : 1 (Bonneau und Foy, 1980)	3180 km	1520 km	2710 km	1290 km
2.8 : 1 (Hege et al., 1982)	3460 km	1240 km	2950 km	1050 km

4.3 T-Tauri-Sterne

T-Tauri-Sterne und Herbig Ae/Be-Sterne werden im Allgemeinen für Vorhauptreihenobjekte gehalten. Die Massen von T-Tauri-Sternen wurden aus theoretischen Entwicklungskurven auf etwa 0.2 bis 2 Sonnenmassen abgeschätzt. Die entsprechenden Werte für Herbig Ae/Be-Sterne sind 2 bis 7 Sonnenmassen. Charakteristisch für beide Sterntypen ist eine starke und oft sehr veränderliche Emissionslinienaktivität. Die Spektren dieser Objekte weisen auf starke und umfangreiche Massenbewegung hin. Bei mehreren Objekten kann man aus ihren Spektren durch P-Cygni-Linienprofile einen direkten Hinweis auf starke Winde finden. Außerdem wurde bei mehreren T-Tauri-Sternen eine starke Röntgenemission festgestellt. Eine ausführliche Diskussion dieser Objekte findet man in einem Review-Artikel von Bertout (1984) und in einer Veröffentlichung von Finkenzeller und Mundt (1984).

Mit der Speckle-Interferometrie können die Eigenschaften von T-Tauri-Sternen und ähnlichen Objekten auf mehrere Weisen untersucht werden:

- Man kann nach sehr engen Doppelsternen mit kleinen Umlaufzeiten suchen. Falls solche Objekte gefunden werden, können durch wiederholte Messungen Massenbestimmungen unabhängig von theoretischen Modellrechnungen durchgeführt werden.
- Falls eine ausreichende Anzahl von Objekten beobachtet würde, kann eine Doppelsternstatistik aufgestellt werden.

- Durch Speckle-Messungen kann die Geometrie und die Größe eines Objekts bei unterschiedlichen Wellenlängen mit viel höherer Winkelauflösung untersucht werden als bei Direktphotographie. Speziell die eng begrenzten Massenströmungen, Jets genannt, die von Mundt und Fried (1983) entdeckt wurden, können sehr viel näher an die Sterne heran beobachtet werden. Dies würde wichtige Informationen über den bisher unbekannten Mechanismus der Bündelung der Massenströme und den Ort, wo dies passiert, liefern.

Wir haben mit dem dänischen 1,5 m-Teleskop bei der ESO fünf T-Tauri-Sterne (S CrA, UX TAU A, CO ORI, DQ TAU, V649 ORI) und zwei Herbig-Ae-Sterne (HR 5999, TY CrA) gemessen.

Zwei der gemessenen Objekte (S CrA und V649 ORI) sind bereits bekannte Doppelsterne. Wir haben Separation und Positionswinkel der beiden Objekte gemessen und gezeigt, daß es möglich ist, T-Tauri-Sterne mit Speckle-Interferometrie zu untersuchen (Bild 33 und Bild 34). Tabelle 2 liefert die zu den gemessenen Separationen zugehörigen Umlaufszeiten. Für S CrA erhält man eine Umlaufszeit in der Größenordnung von 1000 Jahren, für V649 ORI eine Umlaufszeit von etwa 10000 Jahren. Deshalb sind diese beiden Objekte nicht für Massenbestimmung geeignet.

In Tabelle 2 wurden Umlaufszeiten von Doppelsternen in Abhängigkeit von der Separation berechnet. Als Summenmasse wurde eine Sonnenmasse angenommen. Der Abstand zur Erde wurde mit 100 und 500 pc angesetzt. Diese beiden Abstände sind repräsentativ für die Taurus-Auriga und Corona-Australis-Komplexe, bzw. für den Bereich des Orion-Nebels.

Die Tabelle 2 soll die Möglichkeiten der Speckle-Interferometrie demonstrieren. Wenn man einen engen Doppelstern an der Grenze des Auflösungsvermögens eines großen Teleskops findet (etwa $0.03''$ bei einem 4 m-Teleskop), kann eine komplette Orbitmessung der Sterne aus der Taurus-Auriga- und Corona-Australis-Region innerhalb weniger Jahre durchgeführt werden. Da der Hipparcos-Satellit zumindest für die Taurus-Auriga-Region exakte Parallelaxen liefern kann, wäre eine sehr genaue Massenbestimmung möglich. Zu diesem Zweck ist eine Fortsetzung der Suche notwendig.

Tabelle 3 zeigt eine Übersicht über die untersuchten Objekte. Wir haben insgesamt acht Objekte gemessen, von denen sechs unauflösbar waren. Die mittleren Powerspektren dieser Objekte zeigt Bild 35 a bis f. Deutlich sind die bis hin zur Beugungsgrenzfrequenz unmodulierten Scheiben zu erkennen. Das bedeutet, daß sie bei einem Auflösungsvermögen von $0.09''$ unauflösbar sind.

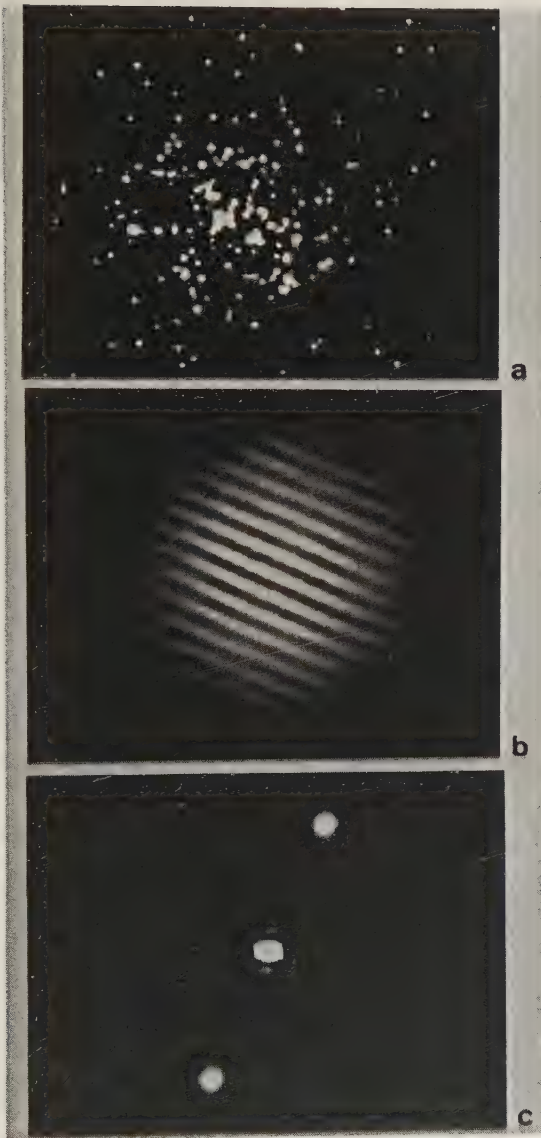
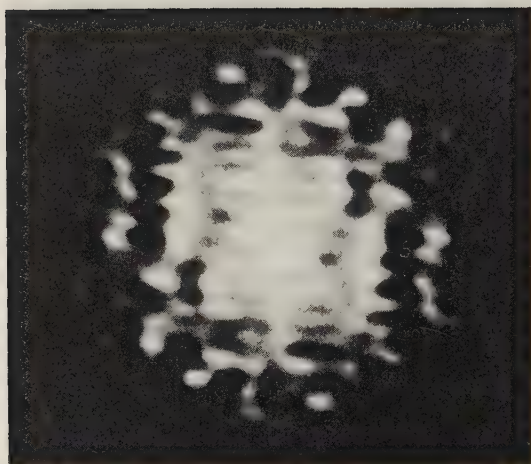
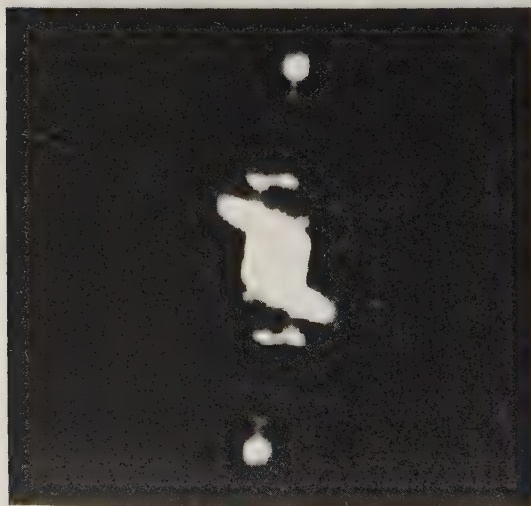


Bild 33: Photon-Counting-Speckle-Interferometrie-Messung
von S CrA: a) Photon-Counting-Speckle-Interferogramm
b) Objektpowerspektrum von S CrA
c) beugungsbegrenzte Autokorrelation von S CrA



a



b

Bild 34: Objektpowerspektrum (a) und beugungsbegrenzte Autokorrelation (b) des Doppelsterns V649 ORI

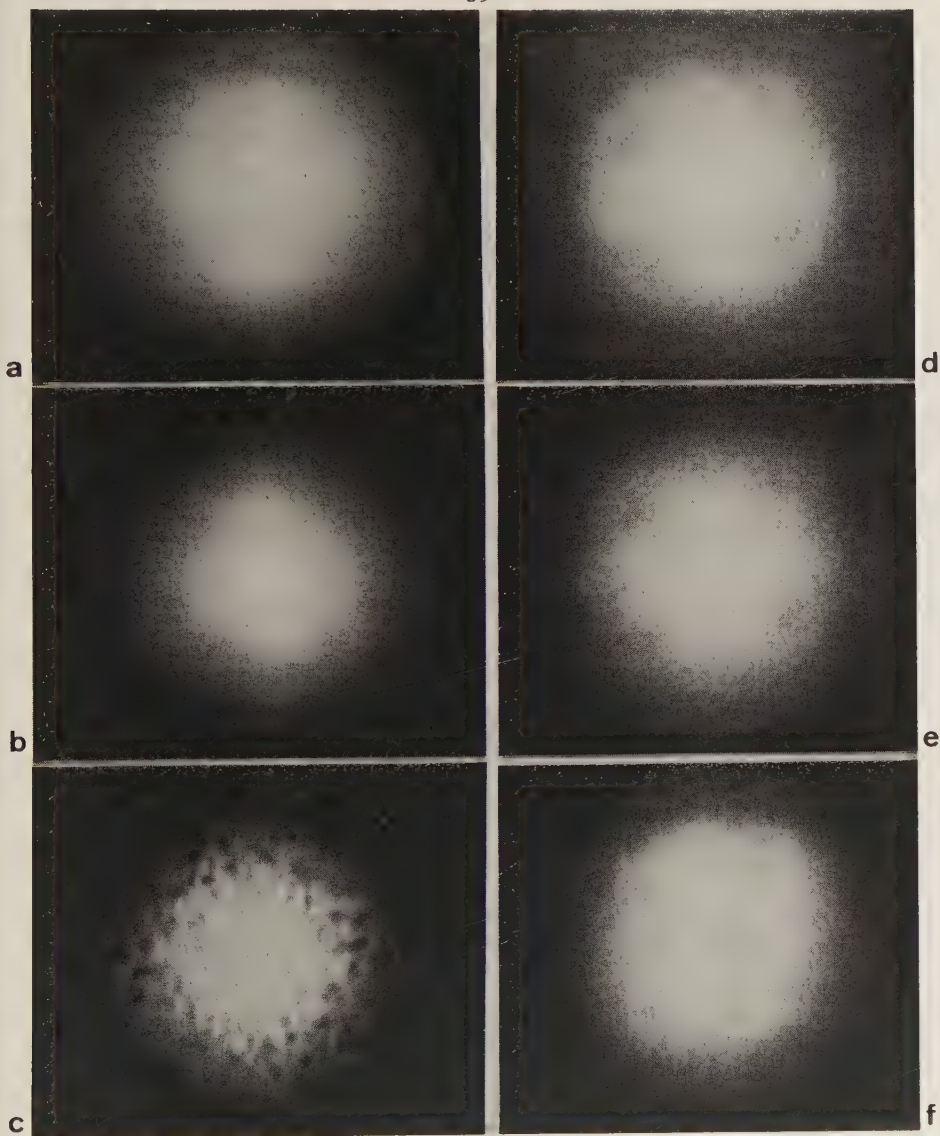


Bild 35: Mittleres Powerspektrum der Speckle-
Interferogramme von

a) CO ORI
b) UX TAU A
c) DQ TAU

d) HR 6000
e) HR 5999
f) TY CrA

Tabelle 2: Umlaufszeiten und Winkelabstände von Doppelsternen mit 1 Sonnenmasse als Summenmasse ($M_1 + M_2 = 1 M_\odot$). Es wurde ein Abstand von 100 und 500 pc angenommen. T ist die Umlaufszeit in Jahren. Der Abstand der entsprechenden Doppelsterne wird in Bogensekunden und in astronomischen Einheiten (AE) angegeben.

R = 100 pc			R = 500 pc	
a(")	a(AE)	T(Jahren)	a(AE)	T(Jahren)
.01	1	1.0	5	11.2
.02	2	2.8	10	32
.05	5	11.2	25	125
.1	10	32	50	354
.2	20	90	100	1000
.5	50	350	250	4000
1.	100	1000	500	11200
2.	200	2800	1000	31600
5.	500	11200	2500	125000

Tabelle 3: Speckle-Interferometrie-Ergebnisse von fünf T-Tauri-Sternen und drei ähnlichen Objekten. Die Bewertung "unauflösbar" bedeutet, daß keine Doppelsternkomponente in einem größeren Abstand als 0.09" und einer Helligkeitsdifferenz von weniger als 3^m (2^m bei den Objekten 6 bis 8) gefunden wurde. Bei allen Messungen konnte aufgrund des guten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses gezeigt werden, daß der Durchmesser der Sterne kleiner als 0.09" ist.

Objekt	Helligkeit	verarb. Bilderzahl	Wellenlänge	Separation/ Positionswinkel	Datum der Messung
S CrA	11	1700	550/50	1.37"±0.02" 147°±2° (m 1)	1981.25
TY CrA	10	1550	550/50	unauflösbar	1981.25
HR 6000	6.5	1780	550/50	unauflösbar	1981.25
HR 5999	7.5	1400	550/50	unauflösbar	1981.25
CO ORI	11	2960	610/100	unauflösbar	1980.95
V649 ORI *	12	3800	610/100	1.41"±0.03" 350°±1° (m 1)	1980.95
UX TAU A	13	2800	610/100	unauflösbar	1980.95
DQ TAU	14	3010	610/100	unauflösbar	1980.95

* Es gibt Anzeichen für eine zusätzliche enge Komponente mit einer Separation von 0.47" und einem Positionswinkel von 36° oder 216°.

4.4 Das Zentralobjekt in der H-II-Region NGC 3603

Das Zentralobjekt der großen H-II-Region NGC 3603 ist der dichte Sternhaufen HD 97950. In verschiedenen Veröffentlichungen wurde diskutiert, ob dieses Zentralobjekt von NGC 3603 von ähnlicher Natur ist wie R 136a (Walborn, 1973; Moffat und Seggewiss, 1983; Mathis et al., 1984; Walker und O'Donoghue, 1985). Moffat und Seggewiss (1983) und Walker und O'Donoghue (1984) vertreten die Meinung, daß der Kern von NGC 3603 sogar eine etwas höhere projizierte Flächenhelligkeit (per pc^2) innerhalb von 0.2 pc besitzt als R 136a. 0.5 pc entspricht 2" im R 136a und 15" im NGC 3603. Aus diesem Grund könnte der Kern von NGC 3603 sogar interessanter sein als R 136. Wir haben deshalb den hellsten Kern HD 97950 AB mit Speckle-Interferometrie untersucht.

Die Speckle-Interferogramme von HD 97950 AB wurden mit dem 1.5 m-Teleskop (Danish Teleskop in Chile, La Silla) bei einer Wellenlänge von 650 nm aufgenommen. Das theoretische Auflösungsvermögen dieses Teleskops beträgt

$$\lambda/D = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ m} / 1.5 \text{ m} = 0.09".$$

Es wurden 2165 Speckle-Interferogramme (Bild 36) zum mittleren Powerspektrum verarbeitet. Da die Speckle-Interferogramme photonenverrauscht waren, mußte im mittleren Powerspektrum der Photonenbias kompensiert werden (siehe auch Kapitel 2.3. Bild 37 zeigt das Objektpowerspektrum von HD 97950 AB. Man erkennt bereits mehrere Streifensysteme, die auf ein Mehrfachobjekt hindeuten. Die hochaufgelöste Autokorrelation des Objekts (Bild 38) zeigt, daß HD 97950 AB aus mindestens vier Komponenten besteht: HD 97950 A1-A2-A3-B.

Entsprechend der Bezeichnung im "Index Catalog of Visual Double Stars" von 1961.0 (Jeffers et al., 1963) ist die B-Komponente die östliche Komponente. Der Katalog enthält folgende Beobachtungsdaten von HD 97950 AB: epoch 1928, Separation $0.6''$, Positionswinkel 98° , Helligkeit von A: 10.2, Helligkeit von B: 10.8. Die integrale photoelektrische V-Photometrie von NGC 3603 liefert in einem $5''$ -Feld eine integrale Helligkeit $V = 10.02$ (van der Berg, 1978). Um herauszufinden, ob A oder B oder beide mehrfach sind, haben wir die gemeinsamen Speckle-Interferogramme von A und B mit weichen digitalen Masken in zwei Teile zerschnitten. Der eine Teil enthielt dann hauptsächlich die Komponente A, der andere Teil die Komponente B. Diese beiden Teile wurden separat verarbeitet. Es ergab sich, daß A ein Dreifachstern und B ein Einzelstern ist. Da nun B der Einzelstern ist, sind die drei Punkte ganz links in der Autokorrelation ein echtes Bild des Dreifachsterns HD 97950 A1-A2-A3. Dies ist die erste Auflösung von HD 97950 AB in vier Komponenten.

Die Daten der gefundenen Komponenten sind in Tabelle 4 aufgelistet. Für die Helligkeitsunterschiede ergaben sich folgende Werte: A2 ist etwa 0.6^m schwächer als A1. A3 ist etwa 0.8^m schwächer als A1. B ist etwa 0.2^m heller als A1. Alle Komponenten sind bei einer Auflösung von $0.09''$ unauflösbar.



Bild 36: Speckle-Interferogramm von HD 97950 AB (Wellenlänge $\lambda = 650$ nm, Filterbreite $\Delta\lambda = 90$ nm, Belichtungszeit $1/15$ s)



Bild 37: Powerspektrum von HD 97950 AB

Tabelle 4: Gewonnene Daten der Speckle-Interferometrie-Messung von HD 97950 AB. Alle in der Tabelle enthaltenen Werte sind relativ zu der Komponente HD 97950 A1 angegeben. Eine positive Helligkeitsdifferenz Δm bedeutet, daß die entsprechende Komponente um den angegebenen Wert schwächer ist.

Komponente	Separation (")	Positions- winkel ($^{\circ}$)	Helligkeits- differenz Δm
A1	--	--	--
A2	0.366 ± 0.010	170 ± 2	0.6
A3	0.332 ± 0.010	95 ± 2	0.8
B	0.779 ± 0.010	101 ± 2	-0.2



Bild 38: Beugungsbegrenzte Autokorrelation von HD 97950 AB. Die drei Punkte ganz links in der Autokorrelation sind ein echtes beugungsbegrenztes Bild von HD 97950 A1-A2-A3. Die Position von B ist im Zentrum der Autokorrelation.

4.5 Das Zentralobjekt R 136a des 30 Doradus-Nebels in der Großen Magellanschen Wolke

R 136 (HD 38268) ist das helle Zentralobjekt des 30 Doradus-Nebels in der Großen Magellanschen Wolke. R 136 besteht aus der hellen Komponente R 136a und zwei etwas schwächeren Komponenten R 136b und R 136c (Feitzinger et al., 1980). Es gibt zwei unterschiedliche Meinungen über die Natur von R 136a:

- supermassives Objekt mit einer Masse von mehr als 1000 Sonnenmassen (Schmidt-Kaler und Feitzinger, 1981; Cassinelli et al., 1981) oder
- dichter Sternhaufen, der aus O- und WR-Sternen besteht (Moffat und Seggewiss, 1983; Walker und O'Donoghue, 1985).

Frühere Speckle-Messungen sind von Weigelt (1981), Meaburn et al. (1982) und Weigelt (1984) durchgeführt worden. Die Messungen der 0.5"-Komponente (Weigelt, 1981; Weigelt, 1984) stimmen überein mit visuellen Beobachtungen von Innes (1927) und Worley (1984) und mit photographischen Messungen von Chu et al. (1984) und von Walker und O'Donoghue (1985).

Während die Speckle-Interferometrie-Messungen bisher nur Autokorrelationen von R 136a geliefert haben, wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein beugungsbegrenztes, echtes Bild von R 136a rekonstruiert. Dieses Bild zeigt drei dominierende enge Komponenten und mindestens fünf schwächere Komponenten.

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt, liefert die holographische Speckle-Interferometrie nicht nur eine Autokorrelation, sondern ein echtes Bild von einem Objekt. Wir haben mit den Speckle-Interferogrammen, die wir am dänischen 1,5 m-Teleskop aufgenommen haben, holographische Speckle-Interferometrie durchgeführt. Bild 39 zeigt eines der Speckle-Interferogramme von R 136a, b und c. Die deutlich erkennbaren Komponenten R 136b und R 136c dienen als holographische Referenzsterne.

Bei der Auswertung wurden die 4000 verwendeten Speckle-Interferogramme zum mittleren Powerspektrum verarbeitet und der Photonbias und die Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion kompensiert (Bild 40). Eine weitere Fouriertransformation liefert die Objektautokorrelation von R 136a, b, c (Bild 41). Diese Autokorrelation besteht aus vielen Termen. Die interessantesten dieser Terme sind die Kreuzkorrelation von R 136a mit R 136b und die Kreuzkorrelation von R 136a mit R 136c. Diese Kreuzkorrelationsterme sind nämlich echte Bilder von R 136a (Bild 42).

Die beschriebene Messung hat das erste echte beugungsbegrenzte Bild von R 136 a1 bis a8 geliefert. Die Komponenten benennen wir folgendermaßen:

Es dominiert der Dreifachstern mit den Separationen 0.10" und 0.48". Die enge helle 0.1"-Doppelkomponente ist a1-a2. Die etwas hellere westliche Komponente von a1-a2 bezeichnen wir mit a1. Der helle Einzelstern im Westen des Bildes ist a3. In der Tabelle 4 sind alle Daten der 8 Komponenten aufgelistet.



Bild 39: Speckle-Interferogramm von R 136 abc (Filter RG 610, Belichtungszeit 1/15 s)



Bild 40: Powerspektrum von R136 abc (=Hologramm von R136a)

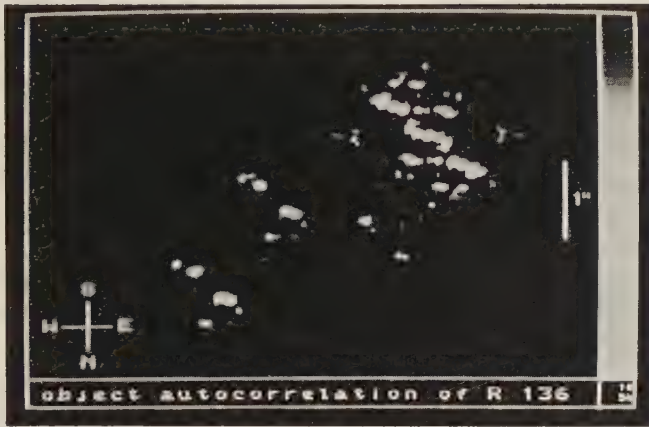


Bild 41: Linke Hälfte der beugungsbegrenzten Autokorrelation von R 136 abc



Bild 42: Beugungsbegrenztes, echtes Bild von R 136 a1 - a8, rekonstruiert mit holographischer Speckle-Interferometrie. Rechts im Bild ist eine Skizze zur Benennung der neu entdeckten Komponenten abgebildet.

Tabelle 4: Gewonnene Daten der Speckle-Interferometrie-Messung von R 136 abc. Alle in der Tabelle enthaltenen Werte sind relativ zur Komponente R 136 a1 angeben. Eine positive Helligkeitsdifferenz Δm bedeutet, daß die entsprechende Komponente um den angegebenen Wert schwächer ist.

Komponente	Separation (")	Positions- winkel (°)	Helligkeits- differenz Δm
a1	--	--	--
a2	0.10	66	0 - 0.3
a3	0.48	223	0 - 0.3
a4	0.39	323	1 - 2
a5	0.27	50	1 - 2
a6	0.70	231	1 - 2
a7	0.35	12	2 - 3
a8	0.35	337	2 - 3
b	2.06	115	?
c	3.34	125	?

4.6 Der Kern der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068

Seyfert-Galaxien gehören zu den interessantesten Objekten des Weltalls. Das klassische Bild einer Seyfert-Galaxie besteht aus (Kibblewhite, 1985):

- Schwarzes Loch (Energiequelle, $\varnothing \sim 10^{-5}$ pc, das umgeben ist von einer Kontinuumsquelle mit $\varnothing \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ pc.
- Gaswolken in der Umgebung des Zentralobjektes, die breite Emissionslinien emittieren ($\varnothing \sim 10^{-2} - 10$ pc) und verbotene Linien emittieren ($\varnothing \sim 10^2 - 10^3$ pc).

Zum Beispiel im Fall von NGC 1068 entspricht eine Winkelauflösung von $1/30''$ einer absoluten Auflösung von 2.3 pc. Wir haben verschiedene Seyfert-Galaxien mit Speckle-Interferometrie gemessen und zunächst einen Teil der Speckle-Interferogramme der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068 ausgewertet. Die Speckle-Interferogramme wurden mit dem dänischen 1.5 m-Teleskop bei der ESO in Chile aufgenommen (Filter RG 610, Belichtungszeit: $1/30$ s). Bild 43 zeigt das mittlere Powerspektrum von 1840 Speckle-Interferogrammen von NGC 1068. Deutlich erkennt man eine elliptische Struktur, die bereits weit vor der Beugungsgrenzfrequenz abbricht. Das bedeutet, daß NGC 1068 auflösbar ist. Die Autokorrelation ist im Bild 44 abgebildet. Wir haben die Form von NGC 1068 vermessen und erhielten folgende Werte:

Positionswinkel der langen Halbachse: 10^0
Durchmesser der langen Halbachse: 0.85"
Durchmesser der kurzen Halbachse: 0.60"

Weitere Auswertungen werden zur Zeit durchgeführt. Eine andere Speckle-Messung von NGC 1068 ist in (Meaburn et al., 1982) beschrieben.

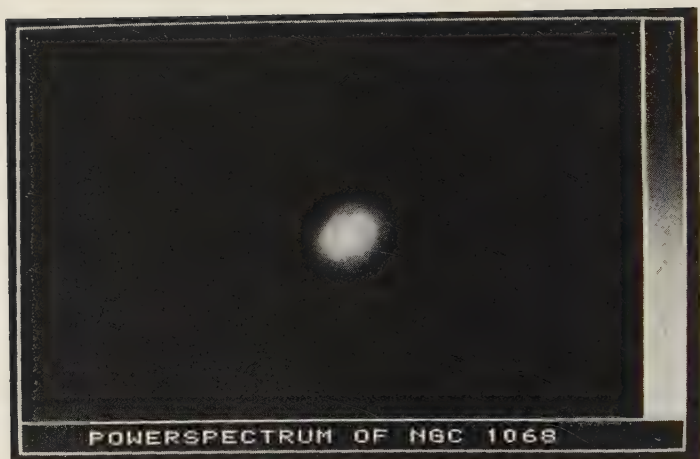


Bild 43: Mittleres Powerspektrum von 1840 Speckle-Interferogrammen vom Kern der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068

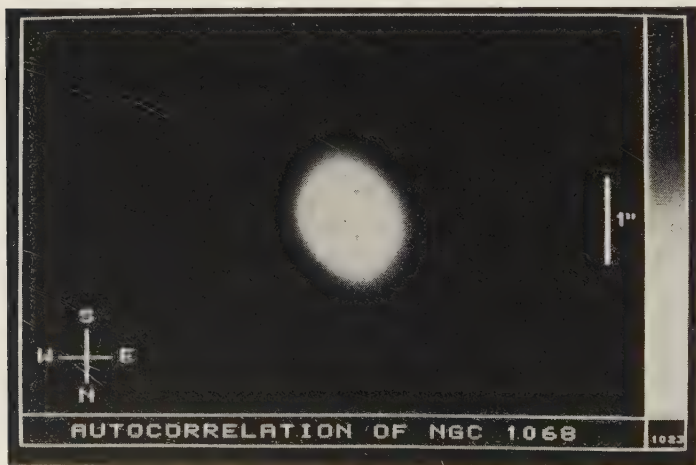


Bild 44: Hochaufgelöste Autokorrelation vom Kern der Seyfert-II-Galaxie NGC 1068

4.7 Der Gravitationslinsen-Triple-Quasar PG 1115+08

Wir haben den Gravitationslinsen-Triple-Quasar PG 1115+08 (Weyman et al., 1980; Young et al., 1981; Hege et al., 1981) 1981 und 1983 mit Photon-Counting-Speckle-Interferometrie gemessen. Der Triple-Quasar war das schwächste Objekt, das wir bisher mit Photon-Counting-Speckle-Interferometrie ausgewertet haben (Helligkeit der A-Komponente: 16.2^m). Bild 45 zeigt eines der Photon-Counting-Speckle-Interferogramme, die im Mittel nur 30 Photonenereignisse enthielten. Der Triple-Quasar besteht aus mindestens vier Komponenten, wobei drei Komponenten mit Langzeitphotographie beobachtbar sind (Bild 46). Die Komponente A ist eine enge Doppelkomponente. Diese Komponente haben wir mit Speckle-Interferometrie-Messung aufgelöst. Die erste Speckle-Messung des Triple-Quasars wurde von Hege et al. (1981) durchgeführt.

Unsere Autokorrelation, die aus 15000 Photon-Counting-Speckle-Interferogrammen (Verarbeitung wie in 3.4 beschrieben) gewonnen wurde zeigt Bild 47. Wir erhielten für die Doppelkomponente A des Triple-Quasars PG 1115+08 folgendes Ergebnis:

Positionswinkel :	20°
Separation :	0.50"
Epoche :	April 1981



Bild 45: Photon-Counting-Speckle-Interferogramm des Gravitationslinsen-Triple-Quasars PG 1115+08; die weißen Punkte sind einzelne Photonenergebnisse

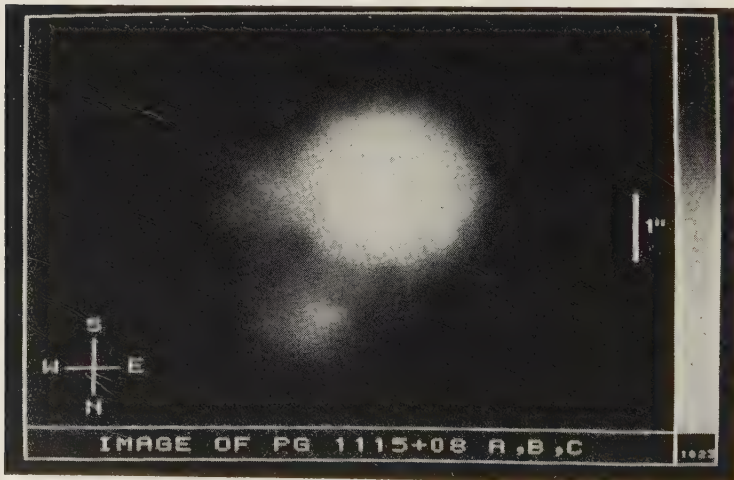


Bild 46: Langzeitphotographie vom Gravitationslinsen-Triple-Quasar PG 1115+08 A,B und C



Bild 47: Hochaufgelöste Autokorrelation der engen Doppelkomponente A1-A2 des Gravitationslinsen-Triple-Quasars PG 1115+08

5. Anhang

5.1 Implementation des Photon-Counting-Algorithmus in unseren Bildspeicher

Im Kapitel 3.3 wurde ein Skelettierungsalgorithmus beschrieben, der eine schnelle Detektion der Position der Photonenergebnisse in den Photon-Counting-Speckle-Interferogrammen ermöglicht. Die praktische Realisierung von diesem Algorithmus mit unserem Bildverarbeitungssystem soll in diesem Abschnitt beschrieben werden.

Es folgt eine kurze Beschreibung der Baugruppen unseres Bildspeichers (Bild 48):

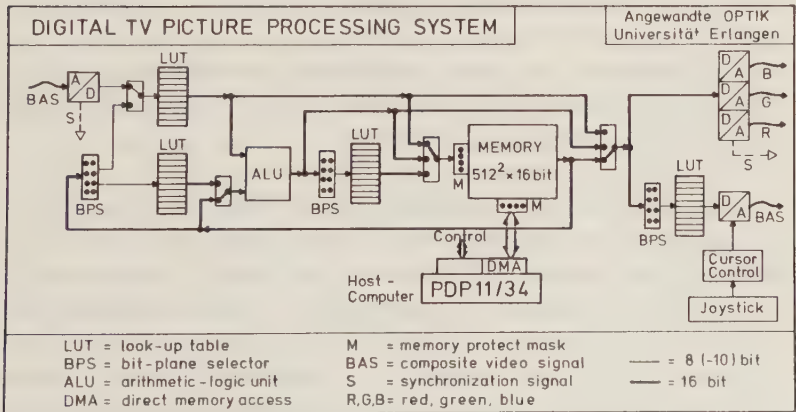


Bild 48: Aufbau unseres modularen Bildverarbeitungssystems von der Firma VTE

- A/D-Wandler: analoge Videodaten werden mit 8 Bit Graustufenauflösung digitalisiert
- Schalter: Umschaltung von digitalen 8- oder 16-Bit breiten Datenwegen
- Lookuptable: jedem Eingangswert kann mittels Tabelle ein beliebiger 8- bzw. 16-Bit-Ausgangswert zugeordnet werden
- Bitplane-Selektor: ermöglicht eine beliebige Zuordnung oder Vertauschung der einzelnen Bitebenen
- Memory: faßt 512*512 Bildpunkte mit je 16 Bit, unabhängige Einlese- und Auslesezeiger mit Zoom und Scrol, Masken für x- und y-Richtung und für einzelne Bitebenen
- D/A-Wandler: die digitalen 8-Bit-Daten werden in analoge Videodaten gewandelt
- Feedbackschleife: Über diesen Datenkanal können die digitalen Bilddaten vom Speicherausgang wieder dem Eingang des Systems zugeführt werden

Die Möglichkeit, die einzelnen Bitebenen des Speichers separat zu verwalten, ist die Voraussetzung für Nachbarschaftsoperationen auf Bildern.

Die Faltung eines binären Bildes mit dem beschriebenen 2x2-Kern wird folgendermaßen durchgeführt:

Das binäre Startbild befindet sich in der untersten Bitebene (Bitebene 1). Diese Bitebene wird durch eine Maske mit einem Schreibschutz versehen. Dann wird über die Feedbackschleife und den Bitplaneselektor diese unterste Bitebene in die darüberliegende Bitebene 2 kopiert, allerdings mittels Scrol um ein Pixel in x-Richtung verschoben und wird dann ebenfalls vor Überschreiben geschützt. Diese Operation wird dann noch zweimal wiederholt, wobei der

Scroll jeweils so geschaltet wird, daß das Bild in Bitebene 3 um ein Pixel in y-Richtung verschoben ist und das Bild in Bitebene 4 um ein Pixel in x- und y-Richtung. Durch diese Kopieroperation wird erreicht, daß von den 16 Bit der einzelnen Pixel jeweils die untersten vier Bit besetzt sind und zwar mit den vier gewünschten Nachbarn. Das in Kapitel 3.3 angegebene Kriterium verlangt den Vergleich von jeweils zwei derartigen 4 Bit-Bündeln. Dazu wird dann das zweite 4 Bit-Bündel in die Bitebenen fünf bis acht kopiert. Die Nachbarschaftsoperation wird mittels Lookuptable durchgeführt. Die Eingangsdaten sind dann die 2×4 Bit (=8 Bit) und am Ausgang der Lookuptable erhält man entsprechend der verschiedenen Kriterien den Wert 0 oder 1. In diesem Fall wird also eine Lookuptable nicht als Funktion, sondern für logische Operationen verwendet.

Im letzten Schritt des Skelettierungsalgorithmus werden isolierte, mit 1 besetzte Pixel selektiert und ausgedehnte Strukturen (z.B. von Ionenereignissen) eliminiert. Dazu müssen die acht Nachbarn eines Pixels mit dem Pixel selbst verknüpft werden. Dies wird auf die gleiche Weise gemacht wie beschrieben. Die neun Pixel werden wieder übereinandergestapelt, also in Bit 1 ist das zentrale Pixel, in Bit 2 das links daneben usw. Die Besetzung der Lookuptable für die Nachbarschaftsoperation ist sehr einfach. Nur für den Eingangswert 1 liefert sie den Wert 1, sonst den Wert 0. Die Geschwindigkeit der einzelnen Operationen hängt von der Anzahl der Umläufe im Feedback-Kreis ab. Jeder Umlauf dauert 40 ms (Videozyklus). Durch Optimieren und Ausführung von mehreren Operationen in einem Umlauf kann man noch Zeit gewinnen. Auf diese Weise ist es gelungen, einen Schrumpfungsschritt (wie beschrieben) in fünf Umläufen durchzuführen.

5.2 Implementation des Photon-Counting-Algorithmus in beliebige Rechner

Zu Simulationszwecken kann der in Kapitel 3.3 beschriebene Skelettierungsalgorithmus, auch in beliebigen Rechnern implementiert werden. In diesem Fall erreicht man natürlich keine Verarbeitungsgeschwindigkeit von einem Bild pro Sekunde. Der Algorithmus läßt sich folgendermaßen formulieren:

Schritt 1: Binärbild erzeugen

$$B(\underline{x}) = c(I(\underline{x})) \quad (5-1)$$

wobei $I(\underline{x})$ die Intensitätsverteilung des Photon-Counting-Speckle-Interferogramms und $B(\underline{x})$ das binäre Photon-Counting-Speckle-Interferogramm ist. Das Binärbild wird durch die Stepfunktion c mit Klippinglevel i_0 erzeugt.

$$c(i) = \begin{cases} 0 & \text{für } i > i_0 \\ 1 & \text{für } i \leq i_0 \end{cases}$$

Schritt 2: Schrumpfen

Entsprechend der Beschreibung in Kapitel 3.3 wird das Binärbild B zunächst mit einem binären 2×2 - Kern gefaltet. Diese Faltung entspricht der Summe von jeweils 4 Nachbarbildpunkten. Das resultierende Bild ist B' :

$$b'_{r,s} = b_{r,s} + b_{r+1,s} + b_{r,s+1} + b_{r+1,s+1} \quad (5-2)$$

wobei $b_{r,s}$ die Elemente des Startbildes B sind und $b'_{r,s}$ die Elemente des Ergebnisbildes B' ; r ist der Spaltenindex und s der Zeilenindex.

Anschließend wird im Bild B' jeder Bildpunkt mit seinen 8 Nachbarn verglichen und entsprechend dem in 3.3 angegebenen Kriterium das neue Binärbild B'' erzeugt. Das Entscheidungskriterium wird durch eine Stepfunktion f realisiert.

$$f(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 1 \\ 1 & \text{für } x \geq 1 \end{cases} \quad (5-3)$$

Die Elemente $b''_{r,s}$ des neuen Bildes B'' werden dann folgendermaßen berechnet:

$$b''_{r,s} = b_{r,s} \cdot f\left(\sum_{i=-1}^{+1} \sum_{j=-1}^{+1} f(b'_{r,s} - b'_{r+i,s+j} + 1)\right) \quad (5-4)$$

Die Differenz der beiden Bildpunkte und anschließende Anwendung der Stepfunktion f führt den Vergleich eines Bildpunktes mit einem seiner Nachbarn durch. Der Vergleich mit allen 8 Nachbarn wird durch die Doppelsumme und nochmalige Anwendung der Funktion f erreicht. Durch die Multiplikation mit $b_{r,s}$ wird erreicht, daß Strukturen sich nicht ausdehnen.

Schritt 3: Selektion von 1 x 1 - Strukturen

Durch folgende Operation werden isolierte mit 1 besetzte Bildpunkte selektiert und ausgedehnte Strukturen (z.B. von Ionenereignissen, siehe Kap.3.3) werden zurückgewiesen:

$$b'''_{r,s} = b''_{r,s} \left[2 - f\left(\sum_{i=-1}^{+1} \sum_{j=-1}^{+1} (b''_{r+i,s+j})\right) \right] \quad (5-5)$$

wobei $f(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 1 \\ 1 & \text{für } x \geq 1 \end{cases}$ ist.

5.3 Die Steuerelektronik der Filmeinlesemaschine

Zum automatischen Transport der 16 mm-Filme beim Digitalisieren der Daten wurde eine Filmeinlesemaschine (Bild 11) gebaut. Der 16 mm-Film wird vor einer Videokamera vorbeigezogen und Bild für Bild eingelesen. Zum Transport wurde ein Synchronmotor verwendet. Während des Einlesens wird der Film plan an eine Filmbene angedrückt. Ein Zugmagnet dient zum Abheben der Andruckfläche während des Filmtransports. Bild 49 zeigt die Steuerelektronik dieser Maschine. Die Elektronik gliedert sich in drei Teile:

- Sensor für Transportloch

Über eine Gabellichtschranke wird der Film abgetastet. Mittels Vorverstärker, Schmidtrigger und Differenzierer wird während des Filmtransports die Kante zwischen Transportloch und Film detektiert und ein Schaltimpuls von 0,05 s für die nächste Stufe ausgelöst.

- Magnet- und Motorsteuerung

Über ein Flipflop wird das Relais für den Transportmotor und für den Zugmagnet geschaltet. Der eine Eingang des Flipflops (zum Start des Filmtransports und Abheben der Filmandruckfläche) wird vom Steuerrechner bedient. Am anderen Eingang liegt der Steuerimpuls der 1. Stufe zum Stoppen des Transports und zum Andrücken des Films.

- Netzteil

Das Netzteil liefert 5 V für die TTL-Logik und 24 V für Relais und Zugmagnet.

Mit dieser Maschine kann man eine Einlesegeschwindigkeit von 1 Bild pro Sekunde erreichen, wobei die Positioniergenauigkeit etwa 0.1 mm beträgt. Diese Genauigkeit reicht aus, da die Speckle-Verarbeitung shiftinvariant ist.

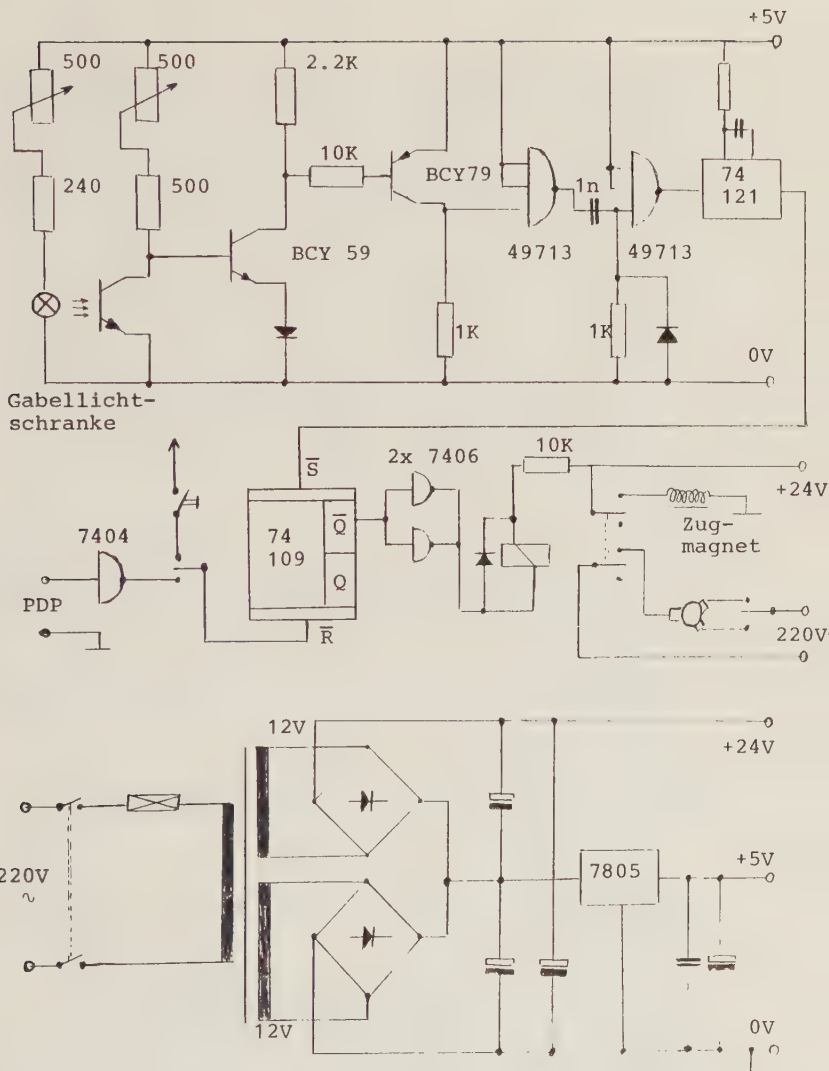


Bild 49: Schaltplan der Steuerelektronik der Filmeinlesemaschine

Literaturverzeichnis

- Arnold, S.J., Boksenberg, A. Sargent, W.L.W.: 1979,
Astrophys. J. 234, L159
- Bates, R.H.T., Gough, P.T., Napier, P.J.: 1973, Astron.
Astrophys. 22, 319
- Bertout, C.: 1984, Rep. Prog. Phys. 47, 111
- Blazit, A., Koechlin, L., Oneto, J.L.: 1975, in Image
Processing Techniques in Astronomy 79-84, von D. Reidel
Publishing Company, Dordrecht-Holland, de
Jager/Nieuwenhuijzen (Herausgeber), S. 79
- Blazit, A., Bonneau, D., Koechlin, L., Labeyrie, A.: 1977,
Astrophys. J. 214, L79
- Bonneau, D., Foy, R.: 1980, Astron. Astrophys. 92, L1
- Bowell, E., Morgan, B.L., Lumme, K., Dainty, J.C., Vine, H.A.,
Poutanen, M.: 1981, Bull. American Astron. Soc. 13, 719
- Cassinelli, J.P., Mathis, J.C.; Savage, B.D.: 1981, Science
212, 1497
- Christy, J.W., Harrington, R.S.: 1978, Astron. J. 83, 1005
- Chu, Y.-H., Cassinelli, J.P.; Wolfire, M.G.: 1984, Astrophys.
J. 283, 560
- Ebersberger, J.: 1980, "Die Speckle-Interferometrie-
Übertragungsfunktion", Diplomarbeit, FAU Erlangen-
Nürnberg
- Finkenzeller, U., Mundt, R.: 1984, Astron. Astrophys. Suppl.
55, 109
- Feitzinger, J.V., Schlosser, W., Schmidt-Kaler, Th.,
Winkler, Chr.: 1980, Astron. Astrophys. 84, 50
- Fienup, J.R.: 1978, Opt. Lett. 3, 27
- Goodmann, J.W., Belsher, J.F.: 1976, Fundamental limitations
in linear-invariant restoration of atmospherically
degraded images, SPIE Seminar Proc. 75, 141; Photon
limited images and their restoration, RADC-TR-76-50,

- Precompensation and postcompensation of photon limited degraded images, RADC-TR-76-382; Photon limitations in imaging and image restoration, RADC-TR-77-175
- Hege,E.K., Cocke,W.J., Hubbard,E.N.: 1980, Bull. American Astron. Soc. 12, 662
- Hege,E.K., Hubbard,E.N., Strittmatter,P.A., Worden,S.P.: 1981, Astrophys. J. Letters 248, L1
- Hege,K.E., Hubbard,E.N., Drummond,J.D., Strittmatter,P.A., Worden,S.P., Lauer,I.: 1982, Icarus 50, 72
- Hetterich,N.: 1982, "Photonenzählende Speckle-Interferometrie", Diplomarbeit, FAU Erlangen-Nürnberg
- Hetterich,N., Weigelt,G.: 1983, Astron. Astrophys. 125, 246
- Innes,R.T.A.: 1927, Southern double star catalog, Union Obs., Johannesburg
- Jeffers,H.M., van den Bos,W.H., Greeby,F.M.: 1963, Index Catalog of Visual Double Stars, 1961.0, Lick Observatory, Mount Hamilton, California
- Kibblewhite,E.: 1985, in Proc. of the "Colloquium on Kilometric Optical Arrays in Space", Cargese (Corsica), 23-25 Oct. 1984, ESA SP-226, April 1985
- Knox,K.I., Thompson,B.J.: 174, Astrophys. J. Lett. 193, L45
- Labeyrie,A.: 1970, Astron. Astrophys. 6, 85
- Liu,C.Y.C., Lohmann,A.W.: 1973, Optics Commun. 8 372
- Lohmann,A.W., Weigelt,G., Wirnitzer,B.: 1983, Appl. Opt. 22, 4028
- Mathis,J.S., Savage,B.D., Cassinelli,J.P.: 1984, Scientific American, August, p. 42
- Meaburn,J., Hebden,J.C., Mogan,B.L., Vine,H.: 1982a, Mon. Not. R. Astron. Soc. 200, 1p
- Meaburn,J., Morgan,B.L., Vine,H., Pedlar,A., Spencer,R.: 1982b, Nature 296, 331

- Moffat, A.F.J., Seggewiss, W.: 1983, *Astron. Astrophys.* 125, 83
- Mundt, R., Fried, J.W.: 1983, *Astrophys. J.* 274, L83
- Schmidt-Kaler, Th.; Feitzinger, J.V.: 1981, in: *the Most Massive Stars*, Proc. ESO workshop, eds. S. D'Oodorico, D. Baade und K. Kj r, Garching, Europ. Southern Obs., p. 105
- Stork, W., Weigelt, G.: 1984, in: Proc. ICO-13 Conf. Sapporo, p. 642
- Strittmatter, P.A.: 1980, *Soc. Photo-Opt. Instr. Eng.* 243, 75
- Van den Bergh, S.: 1978, *Astron. Astrophys.* 63, 275
- Walborn, N.R.: 1973, *Astrophys. J.* 182, L21
- Walker, A.R., O'Donoghue, D.E.: 1985, R136: Multiple or Monster? in press
- Weigelt, G.: 1977, *Opt. Commun.* 21, 55
- Weigelt, G.: 1978, *Appl. Opt.* 17, 2660
- Weigelt, G.: 1981, in Proc. of the ESO Conf. on "Scientific Importance of High Angular Resolution at IR and Optical Wavelengths", eds. M.H. Ulrich and K. Kj r Garching, March 1981, p. 95
- Weigelt, G., W rnitzer, B.: 1983, *Opt. Lett.* 8, 389
- Weigelt, G.: 1984, in Proc. of the IAU Colloquium No. 79: Very large teleskopes, their Instrumentation and Programs, April 9-12, ESO, Garching, p. 337
- Weymann, R.J., Latham, D., Angel, J.R.P., Green, R.F., Liebert, J.W., Turnshek, D.E., Tyson, J.A.: 1980, *Nature* 285, 641
- Worden, S.P., Stein, M.K., Schmidt, G.D., Angel, J.R.P.: 1977, *Icarus* 32, 450
- Worley, C.E.: 1984, *Astrophys. J.* 278, L109
- Young, P., Deverill, R.S., Gunn, J.E., Westphal, J.A., Kristian, J.: 1981, *Astrophys. J.* 244, 723

Liste der Veröffentlichungen

1. G. Baier, J. Ebersberger, A. Lohmann, G. Weigelt:
"Application of digital stellar speckle interferometry",
Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. 264 (1980) 58
2. G. Baier, N. Hetterich, G. Weigelt: "Digital speckle
interferometry of Juno, Amphitrite and Pluto's moon
Charon", ESO Messenger 30 (1982) 23
3. G. Baier, G. Weigelt: "Speckle interferometry observations
of the asteroids Juno and Amphitrite",
Astron. Astrophys. 121 (1983) 137
4. G. Baier, E. Keller, G. Weigelt: "Digital photon-counting
speckle interferometry", in Proc. of the European Signal
Processing Conference (EUSIPCO), 1983, EURASIP,
Signal Processing II: Theories and Applications,
Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland)
H.W. Schüssler (editor), p. 303
5. G. Baier, R. Ladebeck, G. Weigelt: "Speckle interferometry
of the central object in the giant H II region NGC 3603",
Astron. Astrophys. 151 (1985) 61
6. G. Baier, E. Keller, G. Weigelt, U. Bastian, R. Mundt:
"Speckle interferometry of T Tauri stars and related objects",
Astron. Astrophys. (im Druck)
7. G. Baier, G. Weigelt: "Speckle interferometry of Pluto
and its moon Charon",
Astron. Astrophys. (eingereicht)

8. G. Weigelt, G. Baier, R. Ladebeck: "R136a and the Central Object in the Giant HII Region NGC 3603 Resolved by Holographic Speckle Interferometry",
ESO Messenger 40 (1985) 4
9. G. Weigelt, G. Baier: "R136a in the 30 Doradus Nebula Resolved by Holographic Speckle Interferometry",
Astron. Astrophys. 150 (1985) L18
10. G. Weigelt, G. Baier, J. Ebersberger, F. Fleischmann, K.-H. Hofmann, R. Ladebeck: "Speckle interferometry, image reconstruction by speckle masking, speckle spectroscopy, multiple-mirror interferometry",
Proc. SPIE (1985) (im Druck)

Dankeschön

Herrn Prof. A.W. Lohmann und Herrn Prof. G. Weigelt danke ich für die Möglichkeit, an diesem Institut mitzuarbeiten, und für die Überlassung dieser interessanten Arbeit. Besonders Herrn Weigelt gebührt Dank für seine Unermüdlichkeit bei der Datenaufnahme und bei der Auswertung und auch für die vielen anregenden Diskussionen und Rat-schläge.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen E. Keller, R. Ladebeck, P. Koller und H. Weghorn, die mir bei der Datendigitalisierung in vielen langen Nächten halfen und mich bei der Auswertung unterstützten.

Ich möchte mich auch bei allen übrigen Mitgliedern der Optik-Gruppe bedanken für die Anregungen und Diskussionen, die diese Arbeit beeinflußt haben.

Besonders danken möchte ich auch der Elektronik- und Mechanikwerkstatt des Physikalischen Instituts für ihr stets hilfreiches Entgegenkommen bei allen Problemen und Wünschen.

Lebenslauf

19.Juli 1955	geboren in Nürnberg als Sohn von Josef und Ingeborg Baier, geb. Feierfeil
Sept.1961 - Jul.1965	Besuch der Bielingschule in Nürnberg
Sept.1965 - Jun.1974	Besuch des Hans-Sachs-Gymnasiums in Nürnberg
Juni 1974	Abitur am Hans-Sachs-Gymnasium
Jul.1974 - Sept.1975	Grundwehrdienst in Neuhausen o.E., Bückeburg und Mitterharthausen
Nov.1975 - Jul.1980	Physik-Studium an der Universität Erlangen-Nürnberg
Juli 1980	Diplom-Hauptprüfung in Physik
seit Aug.1980	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut (Abt. Angewandte Optik) der Universität Erlangen-Nürnberg
3.Juni 1981	Heirat mit Barbara Rowedder
25.März 1984	Geburt der Tochter Christine



Klaus Feller
Marquardsenstr. 21

8520 Erlangen
Tel.: 0 91 31 / 24 220